N° d'enregistrement
au C. N. R. S.
A. O. 12168

PARIJS

THESE

DE DOCTORAT D'ETAT ES-SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

par

Christiane BERGER-JAECK

pour obtenir

le grade de Docteur ès-Sciences

Sujet de la thèse

ANALYSE ET MODELISATION STATISTIQUE DE DIFFERENTS PARAMETRES DE L'ATMOSPHERE NEUTRE ASYMÉTRIES HÉMISPHERIQUES

Soutenue le 9 AVR. 1976 devant la commission d'examen :

M M.	J. DELLOUE	Président
	J. RÖSCH	Examinateurs
	J. BARAT	
	F. BARLIER	
	P. BAUER	
	G. THUILLIER	
	G. KOCKARTS	

N° d'enregistrement
au C. N. R. S.
A. O. 12168

THESE

DE DOCTORAT D'ETAT ES-SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

par

Christiane BERGER-JAECK

pour obtenir

le grade de Docteur ès-Sciences

Sujet de la thèse

ANALYSE ET MODELISATION STATISTIQUE DE DIFFERENTS PARAMETRES DE L'ATMOSPHERE NEUTRE ASYMÉTRIES HÉMISPHERIQUES

Soutenue le 9 AVR. 1976 devant la commission d'examen :

M M.	J. DELLOUE	Président
	J. RÖSCH	Examinateurs
	J. BARAT	
	F. BARLIER	
	P. BAUER	
	G. THUILLIER	
	G. KOCKARTS	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ANALYSE ET MODELISATION STATISTIQUE DE DIFFERENTS PARAMETRES
DE L'ATMOSPHERE NEUTRE - ASYMETRIES HEMISPHERIQUES

S O M M A I R E

- INTRODUCTION -

- CHAPITRE I -

DETERMINATION DES DENSITES PAR L'ANALYSE DES TRAJECTOIRES DES SATELLITES ARTIFICIELS.

I - CALCUL THEORIQUE DES ELEMENTS ORBITAUX A UN INSTANT t

1 - Expression générale d'un élément orbital pour un instant t

2 - Calcul des termes propres de frottement

3 - Calcul des termes de couplage sur les éléments angulaires par suite de l'effet de frottement sur les éléments mètriques

3.1. Calcul de l'effet de couplage pour N révolutions

3.2. Calcul de l'intégrale $\int_{t_0}^{t_0+T} \delta a\ (t)\ dt$

4 - Ordre de grandeur de l'effet total dû au frottement

II - DETERMINATION DES DENSITES - SOURCES D'ERREURS

1 - Détermination des densités

2 - Sources d'erreur et limites

2.1. Sources d'erreur

2.1.1. Erreur dans la détermination de la trajectoire initiale

2.1.2. Méconnaissance des grandeurs C_D et A/m

a) Coefficient aérodynamique C_D

b) Rapport A/m

2.2. Limites

- CHAPITRE II -

ETUDE DES DENSITES

I - MODELE STATISTIQUE DE DENSITES GLOBALES

1 - Constitution du fichier

2 - Méthode statistique utilisée pour l'élaboration du modèle statistique

3 - Résultats

4 - Validité des résultats

5 - Comparaison avec une autre méthode statistique : l'analyse factorielle

II - VARIATIONS DE LA DENSITE ATMOSPHERIQUE

1 - Effet de l'activité géomagnétique

2 - Effet semi-annuel

2.1. Résultats

2.1.1. Influence de l'altitude et de l'année

2.1.2. Etude statistique du fichier en fonction de l'altitude

2.1.3. Minima secondaires

2.2. Interprétation

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

3 - Effet diurne et de latitude

3.1. Méthode d'analyse fine de l'effet diurne et de latitude en fonction des saisons

3.2. Résultats

3.2.1. Comportement aux pôles

3.2.2. Maxima et minima de densités

3.3. Extension des résultats aux altitudes supérieures à 280 km

3.4. Conclusion

III - CONCLUSION ET DEVELOPPEMENTS FUTURS

- CHAPITRE III -

ETUDE DE LA TEMPERATURE DE LA THERMOPAUSE

I - TEMPERATURES DEDUITES DE L'EXPERIENCE OGO.6

1 - Présentation des données utilisées

2 - Etude de l'effet annuel et saisonnier

3 - Comparaison avec d'autres modèles de température

3.1. Le modèle de Jacchia (1971)

3.2. Le modèle de Waldteufel (1971)

3.3. Le modèle de Hedin et al (1974)

3.4. Le modèle de Alcaydé (1974)

3.5. Le modèle de Salah et al (1974)

3.6. Conclusion

II - ELABORATION D'UN MODELE DE TEMPERATURE

1 - Modèle de température de Waldteufel (1971)

2 - Extension du modèle Waldteufel

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548109_0002

2.1. Comparaison entre $T_{OGO.6}$ et T_W

2.2. Méthode

2.3. Résultats

3 - Conclusion

- CHAPITRE IV -

ETUDE DE L'OXYGENE ATOMIQUE A 200 KM

I - COMPORTEMENT DE L'OXYGENE ATOMIQUE OBTENU A PARTIR DE NOS MESURES ET DES TEMPERATURES OGO.6.

1 - Variation diurne

2 - Variation à longue période

2.1. Effet du flux solaire

2.2. Variation en fonction de la saison et de la latitude

II - COMPORTEMENT DE L'OXYGENE ATOMIQUE OBTENU A PARTIR DE NOS MESURES ET DU MODELE MONDIAL DE TEMPERATURE - CONSEQUENCES

1 - Résultats

2 - Remarque sur l'heure du maximum principal de la variation diurne

3 - Lien avec l'anomalie ionosphérique d'hiver de la région F_2

3.1. Similitudes entre le comportement de l'oxygène atomique à 200 km et le comportement de la concentration électronique maximum $N_m F_2$

3.2. Calcul

III - COMPARAISON ENTRE NOS RESULTATS ET CEUX FOURNIS PAR D'AUTRES AUTEURS

1 - Variation à long terme

2 - Variation diurne en fonction de la saison

3 - Conclusion

- CHAPITRE V -

ASYMETRIES HEMISPHERIQUES

I - LES DIFFERENTES ASYMETRIES DE LA THERMOSPHERE

1 - Densités totales

2 - Températures exosphériques

3 - Concentrations d'oxygène atomique à 200 km

4 - Concentrations de l'hélium

5 - Vents neutres dans la région F

II - TENTATIVE D'INTERPRETATION

1 - Recherche d'une source d'asymétrie conduisant à une composante annuelle dépendant de la latitude

1.1. Température

1.2. Densités thermosphériques

1.3. Circulation

1.4. Composition

2 - Nature possible des sources de chauffage

2.1. Effets liés à l'activité géomagnétique

2.2. Marée semi-diurne - Ozone

- CONCLUSION -

INTRODUCTION

L'analyse du mouvement orbital des satellites artificiels a été la première méthode permettant la détermination de la densité du milieu atmosphérique au-dessus de 150 km d'altitude. Cette détermination est effectuée au voisinage du périgée, là où se produit le maximum de l'effet du frottement atmosphérique. Les nombreuses mesures de densités obtenues par ce procédé ont permis de mettre en évidence et de préciser quantitativement des variations avec l'activité solaire, l'activité géomagnétique, l'heure locale, la saison et la latitude. Jointes à des mesures de températures et de composition chimique, elles ont également permis l'élaboration de modèles d'atmosphère semi-empiriques reproduisant les observations. Parallèlement des modèles théoriques reposant sur la résolution de l'équation de conservation de l'énergie ont été élaborés.

Les modèles théoriques sont toujours simplifiés par rapport à la réalité, les sources d'énergie étant actuellement encore mal connues et l'intégration des équations ne pouvant être faite en toute rigueur en l'absence de conditions aux limites précises. En revanche, les modèles semi-empiriques comme ceux de Jacchia (1965,1971), en raison de leur facilité d'emploi et de la bonne représentation statistique qu'ils donnent des densités totales, constituent un point de référence très utilisé pour les travaux sur l'atmosphère. Cependant, de par leur conception même, ils contiennent certaines limitations dont l'analyse a indiqué dans quel sens il nous fallait diriger notre recherche.

Les modèles dérivés de l'analyse du mouvement orbital des satellites ne peuvent être satisfaisants que dans la gamme d'altitude où les densités ont été recueillies, c'est à dire dans le cas des modèles de Jacchia entre 250 km et 1250 km. Leur extrapolation aux autres altitudes peut ne pas correspondre à la réalité. Mais même pour la zone d'altitude observée, la valeur des estimations de la composition chimique peut être discutée en raison de sa complexité et du fait que le modèle repose surtout sur des données de densité totale. Une autre faiblesse réside dans le fait que le formalisme mathématique imposé par le choix des lois empiriques peut masquer certains phénomènes : par exemple, la symétrie du terme représentatif de l'effet diurne et de latitude par rapport à l'équateur et aux saisons exclut, à priori, l'existence d'une dissymétrie.

Pour éviter ces écueils nous avons cherché à représenter plus finement le comportement de l'atmosphère en nous limitant dans l'espace et dans le temps. Nos données correspondent à des altitudes comprises entre 180 et 500 km où l'oxygène atomique et l'azote moléculaire sont les composants majoritaires et à une période de forte activité solaire. Nous avons constitué un fichier de 12000 données fournies par 80 satellites d'orbites aussi différentes que possible, afin de minimiser les corrélations entre les différentes variations des densités. Une méthode de détermination de densités a été mise au point ; elle est décrite dans le premier chapitre. Puis, après avoir recherché les écarts significatifs par rapport à un modèle de référence, un modèle correctif statistique représentatif de ces écarts a été construit; ceci fait l'objet du second chapitre.

L'étude du freinage des satellites fournit une seule grandeur physique : la densité atmosphérique globale, la température et la composition chimique restant inconnues. Si le modèle de Jacchia 1971 (J71) essaie de tenir compte au mieux de ces deux dernières grandeurs il ne peut en donner qu'une valeur moyenne. Ainsi, le maximum diurne des températures exosphériques (T_∞) reste fixé à 14^h alors que les mesures de température le font varier entre 15 et 17^h. Ce fait n'est pas surprenant puisque les températures exosphériques du modèle ne sont qu'une image des densités par transformation mathématique et que celles-ci, effectivement, sont caractérisées par un maximum vers 14 heures.

Ayant obtenu un modèle d'atmosphère capable de mieux rendre compte des densités globales,nous ne pouvions faire avancer la connaissance de l'atmosphère que par la recherche des températures et des concentrations.

Les données températures nous ont été fournies par les mesures du sondeur à diffusion incohérente principalement à 45° Nord d'une part et, de manière globale, par l'expérience d'interférométrie embarquée à bord du satellite OGO.6 (Blamont-Luton) d'autre part. Dans le troisième chapitre de ce travail nous présentons le modèle de température construit par Waldteufel à partir des mesures du sondeur et nous étudions statistiquement les températures mesurées par Blamont-Luton (1972). Nous pouvons ainsi construire, par extension du modèle de Waldteufel, un modèle de température mondial limité en latitude aux zones tempérées. Ce modèle de température nous permet alors de déterminer la concentration de l'oxygène atomique [O] à 200 km d'altitude à partir de notre modèle de densité à 480 km, là où [O] représente à quelques pour cent près la densité totale.

La description du comportement de l'oxygène atomique constitue l'objet du quatrième chapitre. D'autres déterminations de ce constituant ont été effectuées, soit directement par spectrométrie de masse à bord de fusées sonde ou de satellites, soit indirectement à partir des mesures du sondeur à diffusion incohérente à Saint-Santin.

Les données mesurées par les spectromètres de masse à bord de fusée ou déduites du sondeur sont obtenues seulement dans quelques régions du globe. Les spectromètres de masse à bord de satellites ne sont à même de mesurer l'oxygène atomique que depuis quelques années et le dépouillement des données n'est pas assez avancé à ce jour pour avoir permis une modélisation mondiale satisfaisante. En revanche, notre détermination comporte dès à présent, l'avantage de donner une image continue de l'oxygène atomique entre $\pm$ 45° tant au point de vue des variations en fonction de l'année que des variations diurnes. Les conclusions qui en ont été tirées ont permis de compléter notre modèle statistique correctif au modèle de Jacchia (1971).

Un des faits principaux se détachant de toute cette étude est la différence de comportement entre les deux hémisphères pour des saisons identiques et même en période d'équinoxes, tant au point de vue de la densité globale que de la température exosphérique et des concentrations de l'oxygène atomique. D'autres auteurs observent également ce phénomène sur des grandeurs physiques différentes : hélium, vents, altitude maximum et minimum de la couche F_2. Dans le dernier chapitre le rapprochement de toutes ces asymétries conduit à une tentative d'interprétation par un chauffage thermosphérique asymétrique dans les deux hémisphères pour des conditions solaires identiques. Des mécanismes énergétiques possibles sont considérés.

En résumé, grâce aux 15.000 mesures de densités et températures recueillies et traitées, une description de la structure fine de l'atmosphère a pu être atteinte. Son intérêt est non seulement de mieux décrire les variations de densité, mais également de suggérer l'origine physique de certains phénomènes qui régissent l'atmosphère et de comprendre d'autres phénomènes géophysiques dont les modèles existants ne peuvent rendre compte.

CHAPITRE I

DETERMINATION DES DENSITES PAR L'ANALYSE DES TRAJECTOIRES DES SATELLITES ARTIFICIELS

Notre méthode de détermination des densités consiste en la comparaison des variations théoriques et observées du demi-grand axe de l'orbite d'un satellite en fonction du temps. Les variations théoriques sont obtenues par intégration numérique le long de l'orbite de l'équation représentant l'effet de la force de frottement. Cette intégration nécessite la connaissance des éléments orbitaux à l'instant de départ et d'un modèle de densité de référence.

Dans le premier paragraphe nous expliciterons comment est déterminée la position d'un satellite soumis aux deux seules forces du champ gravitationnel terrestre et du frottement atmosphérique puis, comment est calculé l'effet théorique du frottement.

Dans le second paragraphe nous montrerons comment les densités sont obtenues à partir de ces variations théoriques et des variations observées publiées par des centres américains. Enfin, les limites de notre méthode, les erreurs qu'elle engendre et les moyens utilisés pour les minimiser seront étudiés.

I - CALCUL THEORIQUE DES ELEMENTS ORBITAUX A UN INSTANT t

Les forces qui s'exercent sur un satellite artificiel sont de diverses natures : forces gravitationnelles d'origine terrestre, force due au freinage atmosphérique, force due à la pression de radiation solaire, perturbations gravitationnelles dues à la lune et au soleil, effets électromagnétiques, choc avec des météorites. Pour étudier isolément l'un des effets nous considérons comme négligeables ceux ayant un ordre de grandeur nettement plus petit soit, dans notre cas, les perturbations luni-solaires (au moins cent fois plus faibles) et les chocs de météorites. De plus nous supposerons que les autres perturbations sont connues à priori avec une précision satisfaisante. La pression de radiation solaire est proportionnelle au rapport A/m de la surface éclairée A sur la masse m du satellite. Pour le satellite Castor (D5.B), par exemple, l'accélération induite par la pression de radiation est de l'ordre de 3.10^{-8} m s^{-2}. Cet ordre de grandeur est comparable à celui de la force de frottement par unité de masse pour des altitudes voisines de 700 km (voir tableau 2). La pression de radiation solaire affectera donc de façon significative les satellites ayant un périgée d'altitude supérieure à 700 km et peu denses (type Echo I et Echo II). Pour ces deux satellites, nous avons utilisé les formules de Wyatt (1963). A l'exception de ces satellites notre travail a porté sur des véhicules dont l'altitude du périgée est inférieure à 500 km et dont le rapport A/m est faible c'est à dire de l'ordre de 0.1 cm^2 g^{-1}. Dès lors nous n'avons pas eu à tenir compte de l'effet de la pression de radiation solaire.

1 - Expression générale d'un élément orbital pour un instant t

La partie principale du mouvement d'un satellite est due au champ de gravitation terrestre. Associée à l'influence du frottement, elle permet de situer le satellite dans l'espace. Nous limitons son développement aux cinq premiers harmoniques zonaux (J_i) du potentiel terrestre; les harmoniques d'ordre supérieur modifient trop peu la position du satellite pour qu'une erreur significative soit introduite dans le calcul des effets du frottement. Nous utiliserons les expressions approchées des effets de ces premiers harmoniques déterminées par Brouwer (1959).

Les principaux effets que subissent les éléments orbitaux (a,e,i, Ω , ω ,M) sont les suivants :

- Sur les éléments angulaires, des effets séculaires dus principalement au mouvement Képlérien et à la perturbation due à J2, leur ordre de grandeur est :

  10^{-6} radian s^{-1} pour l'ascension droite du noeud ascendant (Ω) et l'argument du périgée (ω) (voir figure 1)

  10^{-3} radian s^{-1} pour l'anomalie moyenne (M)

- Des effets périodiques

  • d'une part à courtes périodes dont les amplitudes sont de l'ordre de :
  2 km pour le demi grand axe (a)
  2.10^{-4} pour l'excentricité (e)
  3.10^{-4} radian pour l'inclinaison de l'orbite (i) et pour Ω
  10^{-2} radian pour ω + M

  • d'autre part à longues périodes dont les amplitudes sont de l'ordre de :
  10^{-5} pour e
  10^{-4} radian pour ω et M
  10^{-6} radian pour i et Ω
  10^{-6} radian pour ω + M

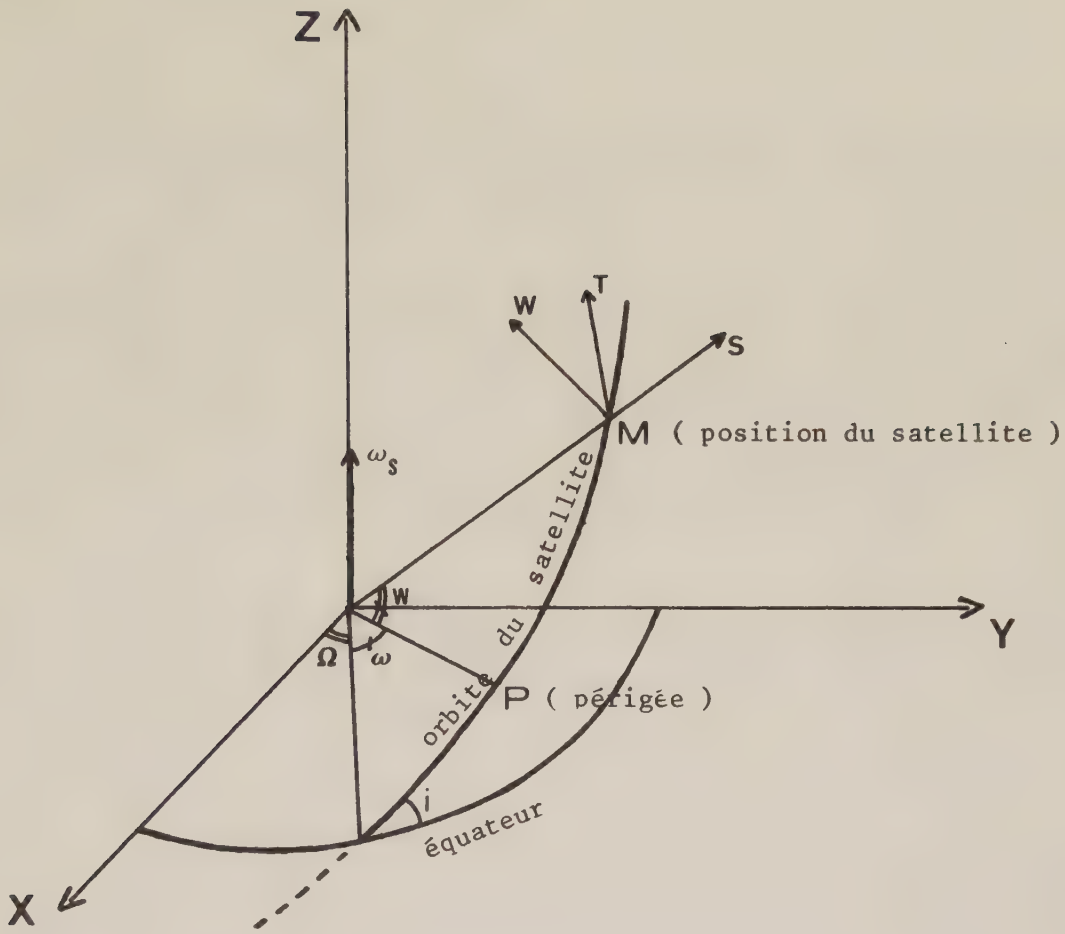
Les équations qui régissent le mouvement du satellite peuvent s'écrire, pour un élément orbital x , sous la forme suivante :

$$(1) \quad \frac{dx}{dt} = f\ (a, e, i)\ g\ (\Omega, \omega, M) + h$$

avec f et g fonctions continues, g fonction périodique. Le premier terme est dû à la gravitation. Le second représente l'effet propre du frottement; nous l'expliciterons par la suite.

Pour les éléments angulaires (Ω , ω , M) , la fonction g comprend un terme constant (cos o = 1). L'équation (1) pour un tel élément devient alors :

$$\frac{dx}{dt} = f\ (a, e, i)\ (1 + g_p\ (\Omega, \omega, M)) + h$$



a : demi grand axe de l'orbite du satellite

e : excentricité de l'orbite

i : inclinaison de l'orbite

Ω : ascension droite du noeud ascendant

ω : argument du périgée

w : anomalie vraie

r : rayon vecteur

ω_s : vitesse de rotation de l'atmosphère

S,T,W : composantes polaires de la force de frottement

FIGURE 1

L'intégration du premier terme donne un terme linéaire appelé terme séculaire. Son ordre de grandeur pour les trois éléments a été donné précédemment.

La relation (1) étant valable à chaque instant, il est nécessaire pour l'intégrer d'écrire les expressions exactes des éléments qui sont des fonctions du temps. Si elle était intégrée en adoptant pour valeurs des éléments orbitaux celles du mouvement non perturbé, les effets propres de gravitation et de frottement seraient obtenus. En reportant ces effets propres dans la relation (1) l'on obtient, par développement en série de Taylor :

$$(2)\quad x = x_o + \int_{t_o}^{t} f_o\, g\, dt + \iint_{t_o}^{t} \left[\left(\frac{\partial f}{\partial a}\right) \delta a + \left(\frac{\partial f}{\partial e}\right) \delta e + \left(\frac{\partial f}{\partial i}\right) \delta i \right] g\, dt + \int_{t_o}^{t} h\, dt$$

Seul est développé en série de Taylor l'effet gravitationnel, 1000 fois plus important que l'effet du frottement pour la description du mouvement du satellite. De plus, la fonction g n'est pas développée car elle peut être intégrée rigoureusement en tenant compte des effets séculaires sur les éléments angulaires (Morando, 1974).

Dans la seconde intégrale, δa, par exemple, peut s'écrire :

δa = δa (effet propre du potentiel) + δa (effet propre du frottement)

Les effets propres du potentiel conduisent à des termes du second ordre que nous négligeons. Les effets propres du frottement conduisent à des termes dits de couplage dus à l'action combinée du potentiel de gravitation et du frottement.

L'étude du freinage étant le but premier de ce travail nous ne détaillons que le calcul des termes de couplage et des termes propres de frottement.

2 - Calcul des termes propres de frottement

Comme la force de frottement ne dérive pas d'un potentiel, les variations des éléments orbitaux dues à son influence sont obtenues à partir des relations de Gauss. Ces relations utilisent les composantes polaires S, T, W de la force. S est dirigée le long du rayon vecteur, T lui est perpendiculaire dans le plan de l'orbite et W est perpendiculaire au plan de l'orbite. La force par unité de masse s'écrit sous la forme suivante :

$$|\vec{F}| = \frac{1}{2} \rho C_D \frac{A}{m} V^2$$

avec :
- C_D coefficient aérodynamique
- V vitesse du satellite par rapport au milieu
- ρ densité du milieu
- m masse du satellite
- A maitre-couple pour la direction du mouvement

Si l'atmosphère était stationnaire par rapport à la trajectoire, $\vec{F}$ serait dans le plan orbital. Dans ce cas, la composante W étant nulle, i et Ω ne seraient pas modifiés. En revanche, le demi-grand axe, l'excentricité, l'anomalie moyenne, subiraient des variations séculaires. En réalité, l'atmosphère entraînée par la terre a une vitesse de rotation identique, en première approximation, à celle de la terre. Toutefois, d'après King-Hele (1966), Clairemidi (1972) sa vitesse est en moyenne légèrement supérieure à la vitesse angulaire ω_s de la terre pour les altitudes considérées :

$$\omega_{\text{atmosphère}} \simeq 1.20\ \omega_s$$

Néanmoins, cette différence de rotation est suffisamment petite et l'apport de la rotation de l'atmosphère lui-même suffisamment faible comparé à celui de la vitesse de déplacement du satellite (vitesse 10 fois plus faible) pour que l'on soit en droit d'adopter ω_s comme rotation de l'atmosphère dans le cadre de notre étude. L'effet de la rotation dans le cas d'un satellite de mouvement direct entraine dès lors une légère atténuation des variations de la période de révolution et de l'excentricité, et une diminution graduelle de l'inclinaison. Si l'on n'avait pas tenu compte de la rotation de l'atmosphère les densités calculées auraient été environ 10% plus faibles.

Pour calculer les variations des éléments orbitaux sous l'effet propre du frottement, nous utilisons les équations établies par Sterne (1959).

La vitesse du satellite par rapport à l'atmosphère a comme composantes : (voir figure 1)

sur S	$\dot{r}$
sur T	$r\dot{w} - \omega_s \; r \cos i$
sur W	$\omega_s \; r \sin i \cos u$
avec w	anomalie vraie
u	$= \omega + w$

Les composantes de la force de frottement sont reportées dans les équations de Gauss qui donnent alors l'expression de la fonction **h** pour les six éléments orbitaux. Pour des raisons de commodités de calcul un changement de variable est effectué, l'anomalie excentrique E étant prise comme variable d'intégration. Nous obtenons alors pour un élément orbital x :

$$\underset{\text{(3) (dû au frottement)}}{dx} = h.dt = \rho \, C_D \frac{A}{m} \, H \; (\omega_s, \mu, \text{ éléments caractéristiques de l'orbite}) \; dE$$

L'intégration se fait de degré en degré sur une révolution par la méthode des trapèzes. Pour chaque trapèze on calcule l'altitude du satellite, l'angle entre sa position et celle du soleil et la densité de l'atmosphère à cet endroit. La densité est déduite du modèle de Jacchia (1971) qui nous sert de première approximation pour une meilleure détermination des densités.

3 - Calcul des termes de couplage sur les éléments angulaires par suite de l'effet de frottement sur les éléments métriques

Cette méthode de calcul a été étudiée par Barlier (communication privée). Nous l'avons mise au point et développée.

En raison de la très faible variation sur i en fonction du temps due au frottement le terme $\left(\frac{\partial f}{\partial i}\right)_o g \; \delta i \; dt$ de l'équation 2 est négligé.

Nous expliciterons le calcul du terme de couplage $\int_{t_o}^{t} \left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_o g \; \delta a \; dt$, le terme en e étant obtenu de manière analogue.

Nous avons vu (§I-1) que la fonction g se met sous la forme :

g_p pour les éléments métriques (a, e, i)

$1 + g_p$ pour les éléments angulaires (Ω , ω , M)

Le terme de couplage s'écrit alors :

pour un élément métrique $\left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_o \int_{t_o}^{t} \delta a \; g_p \; dt$

pour un élément angulaire $\left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_o \int_{t_o}^{t} \delta a \; (1+g_p) \; dt$

Seuls les termes séculaires du potentiel terrestre produisent un couplage non négligeable en raison de l'effet cumulatif au cours du temps. L'effet de couplage ne sera donc sensible que sur les éléments angulaires et son expression sera :

$$(4) \qquad \left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_o \int_{t_o}^{t} \delta a \; dt \; + \; \left(\frac{\partial f}{\partial e}\right)_o \int_{t_o}^{t} \delta e \; dt$$

Etant donné les ordres de grandeur, l'effet séculaire utilisé pour le calcul du couplage est limité à celui dû à J_2, 1000 fois plus important que celui dû aux autres harmoniques. Pour chacun des éléments angulaires son expression est la suivante :

pour Ω $\quad f_{Sec} = \sqrt{\frac{\mu}{a^3}} \left(-\frac{3}{2} \frac{J_2 R_e^2}{a^2}\right) \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}$

pour ω $\quad f_{Sec} = \sqrt{\frac{\mu}{a^3}} \left(\frac{3}{4} \frac{J_2 R_e^2}{a^2}\right) \frac{-1 + 5\cos^2 i}{(1-e^2)^2}$

pour M $\quad f_{Sec} = \sqrt{\frac{\mu}{a^3}} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{J_2 R_e^2}{a^2} \frac{-1 + 3\cos^2 i}{(1-e^2)^{3/2}}\right)$

avec μ constante géocentrique de la gravitation

R Rayon équatorial terrestre

Pour plusieurs satellites d'orbites de caractéristiques différentes (voir tableau 2) nous donnons, dans le tableau 1, les valeurs de $\left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_o$.

3.1. Calcul de l'effet de couplage pour N révolutions

L'effet pour N révolutions n'est pas N fois celui obtenu pour la première révolution. Ainsi, la première intégrale de l'équation 4 peut s'écrire :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_o \int_{t_o}^{NT} \delta a\ (t)\ dt = \left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_o \left[\int_{t_o}^{t_o+T} \delta a\ (t)\ dt + \int_{t_o+T}^{t_o+2T} \delta a\ (t)\ dt + \ldots + \int_{t_o+(N-1)T}^{t_o+NT} \delta a\ (t)\ dt \right]$$

où T représente la période de révolution définie comme le temps nécessaire pour que l'anomalie vraie augmente de 2π . Il est légitime d'admettre cette période comme constante sur une durée de quelques jours.

En définissant l'effet propre du frottement sur une révolution par :

$$\Delta a = \int_{t_o}^{t_o+T} h.\ dt = \int_{t_o}^{t_o+T} \frac{da}{dt}\ dt$$

On obtient pour l'intervalle $t_o + T$ à $t_o + 2\ T$

$$\delta a\ (t) = \Delta a + \delta a\ (t - T)$$

Cette procédure implique que la variation du demi-grand axe est identique de révolution en révolution. Ceci est valable pour quelques révolutions successives.

On obtient ainsi :

$$\int_{t_o+T}^{t_o+2T} \delta a\ (t)\ dt = \int_{t_o+T}^{t_o+2T} \Delta a\ dt + \int_{t_o}^{t_o+T} \delta a\ (t)\ dt = \Delta a\ T + \int_{t_o}^{t_o+T} \delta a\ (t)\ dt$$

Soit au bout de N révolutions

$$\left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_o \int_{t_o}^{t_o+NT} \delta a\ (t)\ dt \;=\; \left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_o \left[\ \frac{N\ (\ N\ -\ 1)}{2}\quad \Delta a\ \ T + N \int_{t_o}^{t_o+T} \delta a\ (t)\ dt\ \right]$$

L'effet est calculé pour un nombre entier N de révolutions à partir de l'effet pour la première révolution, N étant déterminé par l'importance du frottement. La durée des N révolutions approche généralement la journée pour les satellites étudiés. Le calcul est recommencé pour chaque journée suivante en initialisant à nouveau les éléments orbitaux.

3.2. Calcul de $\int_{t_o}^{t_o+T} \delta a\ (t)\ dt$

La révolution est divisée en 36 intervalles de 10° chacun, le début du ième intervalle correspondant à l'instant t_{i-1}.

$\delta a\ (t_{i-1})$ est l'effet obtenu par intégration de l'équation de Sterne (§I-2) sur le ième intervalle.

La variation de a étant prise linéaire sur chaque intervalle (ce qui est licite) nous avons pour le premier intervalle :

$$\int_{t_o}^{t_1} \frac{\delta a\ (t_1)}{t_1 - t_o}\quad (\ t - t_o)\ dt \;=\; \delta a\ \ (t_1)\quad \frac{(t_1 - t_o)}{2}$$

Pour le deuxième intervalle nous avons :

$$\delta a\ (t) \;=\; \delta a\ \ (t_1) \;+\; \left[\frac{\delta a\ (t_2) \;-\; \delta a\ (t_1)}{t_2 - t_1}\right]\ (\ t_2 - t_1\ )$$

et par intégration entre les instants t_1 et t_2 nous obtenons :

$$\delta a\ (t_1)\ \ (t_2 - t_1) \quad + \quad \left[\delta a\ (t_2) \;-\; \delta a\ (t_1)\ \right]\ \ \frac{t_2 - t_1}{2}$$

Le schéma de la progression des calculs est indiqué sur la figure 2.

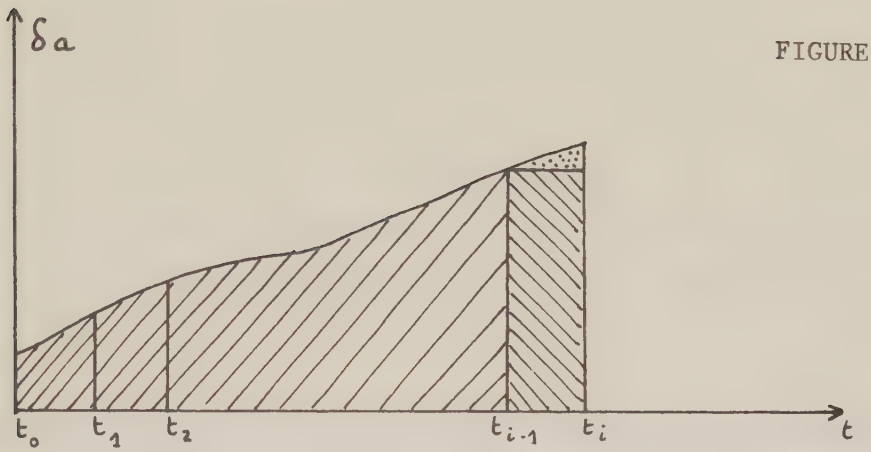


FIGURE 2

Le calcul se poursuit ainsi jusqu'à la fin de la révolution.

4 - Ordre de grandeur de l'effet total dû au frottement

A titre indicatif nous donnons dans les tableaux 2 et 3 les variations des éléments orbitaux de plusieurs satellites sous l'effet du frottement (Jaeck-Berger et Barlier, 1973). Les satellites ont été choisis pour représenter une gamme d'altitude étendue et plusieurs types d'orbites.

Pour le satellite D5.B les variations au cours d'une révolution et au cours d'une année sont portées sur les figures 3 et 4.

En considérant que δa peut être représenté par une fonction linéaire du temps, la formule (4) montre que l'effet du couplage sur les éléments angulaires par suite de l'effet de frottement sur le demi grand axe est un effet de type parabolique. L'allure parabolique des courbes représentatives de l'effet de frottement total sur Ω , ω , et M indique donc clairement que, pour ces éléments, l'effet dominant est celui dû au couplage.

TABLEAU 1

Dérivées des variations séculaires des éléments angulaires dues à la gravitation (en radian par seconde).

$\left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)_o$ / Satellite	pour Ω	pour ω	pour M
Transit	+0.31 E-11	+0.27 E-09	-0.19 E-06
Geos A	+0.19 E-09	-0.57 E-10	-0.16 E-06
Peole	+0.70 E-09	-0.13 E-08	-0.23 E-06
D1.D	+0.39 E-09	-0.50 E-09	-0.19 E-06
D5.B	+0.58 E-09	-0.10 E-08	-0.21 E-06
Starlette	+0.39 E-09	-0.32 E-09	-0.21 E-06
Lageos	+0.80 E-10	-0.45 E-10	-0.92 E-07

TABLEAU 2

Effet du frottement atmosphérique après une et N révolutions.

Flux solaire $F_{10.7\ cm} = 120\ 10^{-22}\ W\ m^{-2}\ Hz^{-1}$ $C_d = 2.2$

Altitude du périgée km	Densité adoptée au périgée g/cm^3	Accélération au périgée m/s^2	Satellite	e	i degrés
3630	0.20 - 19	0.12 E-12	Lageos (simulation)	+0.10 E-01	55
1129	0.12 -17	0.37 E-09	Geos A	+0.71 E-01	59.4
1100	0.26 -17	0.80 E-09	Transit	+0.18 E-02	89.6
770	0.40 -16	0.25 E-08	Starlette (simulation)	+0.19 E-01	50
601	0.21 -15	0.20 E-06	D1.D	+0.83 E-01	39.4
494	0.40 -15	0.55 E-06	Peole	+0.16 E-01	15.0
304	0.29 -13	0.10 E-04	D5.B (simulation)	+0.79 E-01	20.0

TABLEAU 2 (suite)

Satellite	Nombre de révolutions	Δa km	Δe	Δi radian	$\Delta \Omega$ radian	$\Delta \omega$ radian	ΔM radian
Lageos	1	-0.24 E-08	-0.16 E-14	+0.27 E-16	-0.81 E-17	-0.61 E-13	+0.61 E-13
(simulation)	9	-0.22 E-07	-0.14 E-13	+0.24 E-15	-0.80 E-13	+0.45 E-13	+0.92 E-10
Geos A	1	-0.22 E-05	-0.14 E-09	+0.15 E-12	+0.98 E-13	-0.43 E-09	+0.43 E-09
	12	-0.26 E-04	-0.17 E-08	+0.18 E-11	-0.21 E-09	-0.53 E-08	+0.19 E-06
Transit	1	-0.85 E-05	-0.14 E-09	-0.50 E-12	+0.52 E-13	-0.28 E-06	+0.28 E-06
	13	-0.11 E-03	-0.19 E-08	-0.65 E-11	-0.14 E-10	-0.37 E-05	+0.46 E-05
Starlette	1	-0.78 E-05	-0.71 E-09	-0.11 E-11	+0.32 E-13	-0.47 E-08	+0.47 E-08
(simulation)	14	-0.11 E-03	-0.99 E-08	-0.16 E-10	-0.18 E-08	-0.65 E-07	+0.11 E-05
D1.D	1	-0.38 E-03	-0.43 E-07	+0.57 E-11	+0.54 E-10	-0.62 E-07	+0.62 E-07
	13	-0.50 E-02	-0.55 E-06	+0.74 E-10	-0.77 E-07	-0.71 E-06	+0.41 E-04
Peole	1	-0.22 E-02	-0.13 E-06	-0.36 E-10	-0.23 E-09	-0.53 E-07	+0.53 E-07
	15	-0.34 E-01	-0.20 E-05	-0.54 E-09	-0.10 E-05	+0.12 E-05	+0.34 E-03
D5.B	1	-0.15 E-01	-0.18 E-05	-0.93 E-09	+0.16 E-08	+0.60 E-06	-0.60 E-06
(simulation)	14	-0.21 E+00	-0.26 E-04	-0.13 E-07	-0.49 E-05	+0.17 E-04	+0.19 E-02

TABLEAU 3

Effet du frottement atmosphérique après une durée d'environ un an.

Flux solaire $F_{10.7\ cm} = 120\ 10^{-22}\ W\ m^{-2}\ Hz^{-1}$ $\quad C_d = 2.2$

Satellites	Jours	A/m adopté	e	i degrés	Δa km	Δe	Δi radian	$\Delta \Omega$ radian	$\Delta \omega$ radian	ΔM radian
Lageos (simulation)	383	0.01	+0.10 E-01	55.0	-0.80 E-05	-0.53 E-11	+0.38 E-13	-0.10 E-07	+0.60 E-08	+0.12 E-04
Geos A	364.9	0.05	+0.72 E-01	59.4	-0.10 E-01	-0.82 E-06	-0.35 E-09	-0.35 E-04	+0.10 E-04	+0.29 E-01
Transit	351.5	0.05	+0.20 E-02	89.0	-0.31 E-01	-0.11 E-06	-0.17 E-09	-0.18 E-05	-0.19 E-03	+0.10 E+00
Starlette (simulation)	365	0.01	+0.19 E-01	50.0	-0.17 E-01	-0.78 E-06	-0.40 E-09	-0.12 E-03	+0.10 E+03	+0.65 E-01
D1.D	361.4	0.15	+0.84 E-01	39.5	-0.79 E+00	-0.86 E-04	-0.15 E-08	-0.49 E-02	+0.60 E-02	+0.24 E+01
Peole	368.2	0.22	+0.16 E-01	15.0	-0.12 E+02	-0.11 E-02	-0.18 E-08	-0.16 E+00	+0.30 E+00	+0.52 E+02
D5.B (simulation)	362.9	0.056	+0.79 E-01	20.0	-0.25 E+02	-0.30 E-02	+0.22 E-06	-0.25 E+00	+0.45 E+00	+0.90 E+02

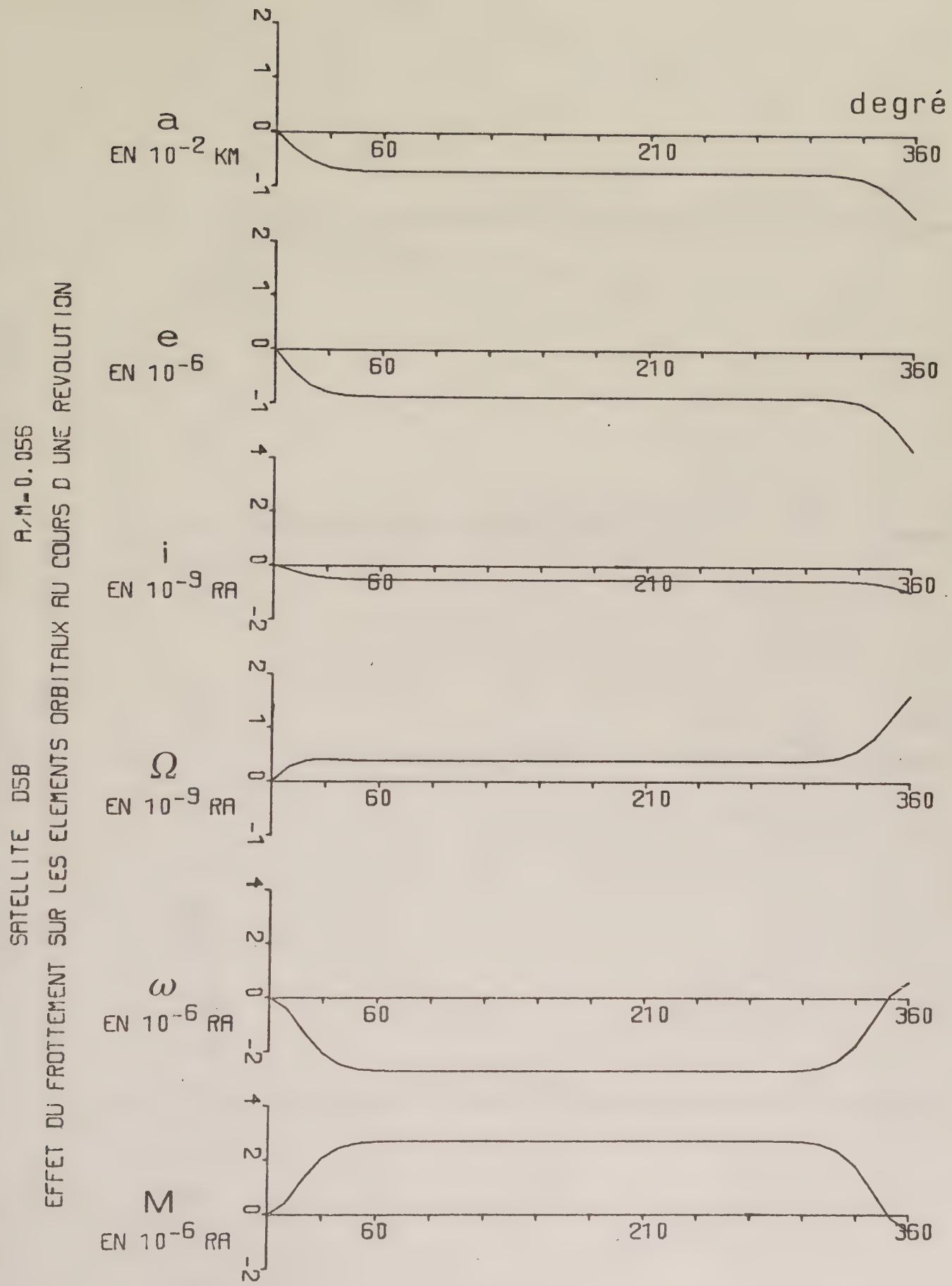

SATELLITE DSB
A/M=0.056
EFFET DU FROTTEMENT SUR LES ELEMENTS ORBITAUX AU COURS D UNE REVOLUTION
a
EN 10-2 KM
e
EN 10-6
i
EN 10-9 RA
Ω
EN 10-9 RA
ω
EN 10-6 RA
M
EN 10-6 RA
degré
60
210
360

FIGURE 3

effet du frottement au cours d'une année

SATELLITE D5.B

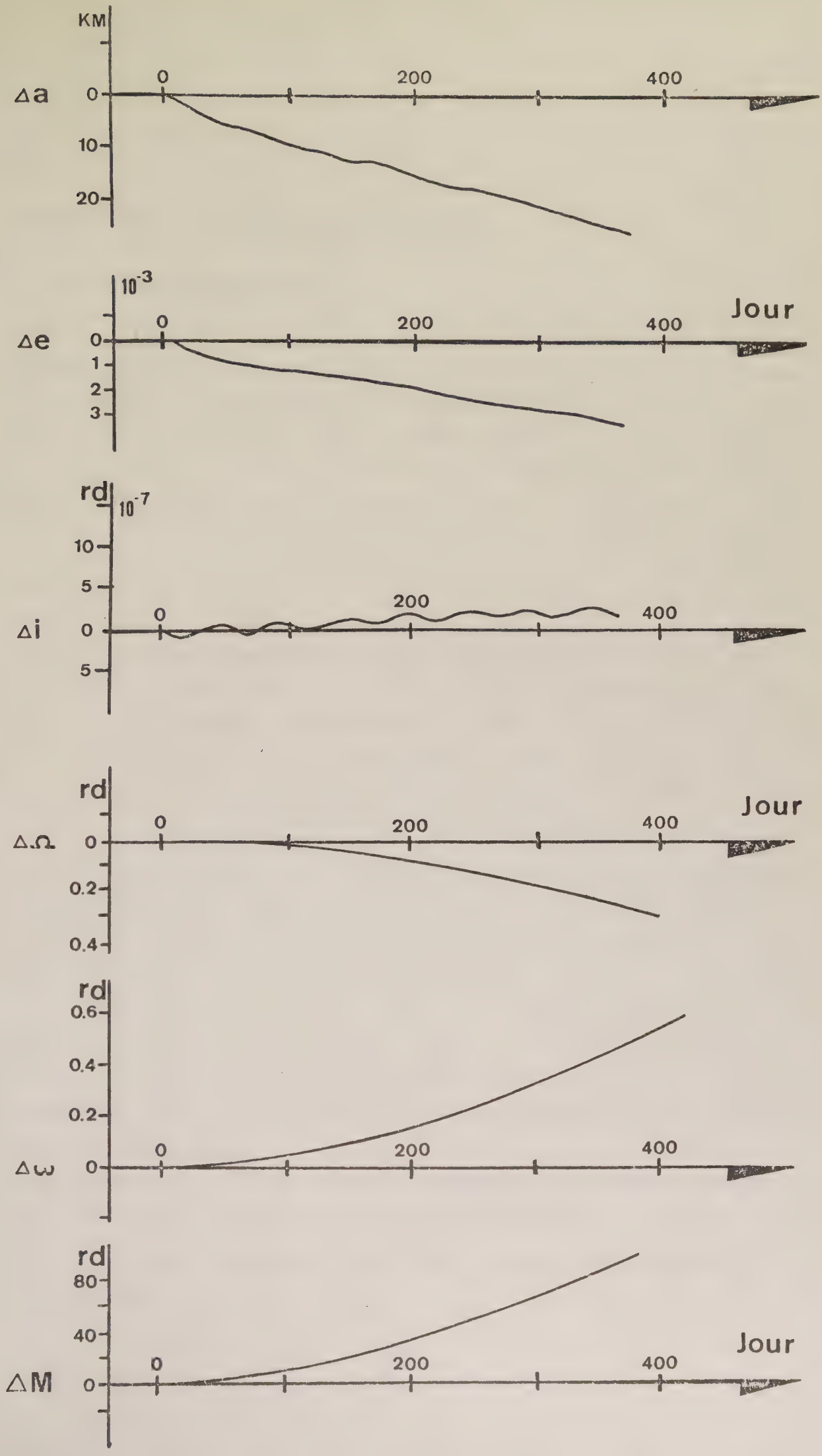


FIGURE 4

II - DETERMINATION DES DENSITES - SOURCES D'ERREUR

1 - Détermination des densités

Les densités sont déduites de la comparaison des variations des éléments orbitaux calculés par la méthode exposée précédemment, avec les observations. Ces dernières sont fournies par des trajectoires publiées par le Nasa Goddard Space Flight Center (U.S.A.). Nous considérons qu'elles représentent pour un instant donné les éléments orbitaux moyens augmentés des effets à longue période. Elles donnent également la somme de leurs variations séculaires et à longues périodes linéarisées. Les trajectoires sont publiées à intervalle de quelques jours. Pour l'étude statistique que nous désirons effectuer, nous avons besoin d'un grand nombre de données afin de couvrir le plus uniformément possible l'espace de l'atmosphère étudié. Pour cela nous utilisons tous les bulletins publiés et admettons que chaque bulletin permet de représenter correctement la trajectoire entre la date du bulletin précédent et la sienne. Si l'écart entre deux bulletins dépasse trois jours, le bulletin est uniquement étudié sur trois jours parce que nous préférons perdre des informations plutôt que d'obtenir des valeurs trop moyennées. Si un bulletin est mauvais, il est facile de l'éliminer par un critère d'écart à la moyenne.

Les instants donnés dans les bulletins étant quelconques, on initialise les bulletins en les ramenant à la date de la fin de la dernière révolution du jour (0 heure) du précédent bulletin. Pour ce travail nous ne faisons appel qu'aux variations données par les bulletins.

Les éléments orbitaux (a_o, e_o, i_o, Ω_o, ω_o, M_o) ainsi obtenus nous permettent de calculer, par la méthode exposée en I.2 et I.3, les variations théoriques des éléments sur une, puis N révolutions. Pour les N révolutions suivantes, un calcul identique au précédent est effectué avec comme nouveaux éléments de départ (x) :

$x = x_o$ + variations calculées dues au frottement et au potentiel terrestre.

Ce procédé est itéré jusqu'à couvrir la période du calcul.

Les variations dues au frottement ainsi calculées sont comparées à celles publiées.

Nous déduisons la densité uniquement à partir des variations du demi-grand axe. Ceci résulte du fait que cet élément, très perturbé par le frottement, n'a pas de variation séculaire due au potentiel gravitationnel.

En considérant que le frottement a principalement lieu au périgée (nous avons choisi des satellites suffisamment excentriques), nous pouvons donc déduire un facteur correctif au modèle de référence pour la densité au périgée pendant les quelques jours de l'étude.

$$f = \frac{\Delta a \text{ observé}}{\Delta a \text{ calculé}} \sim \left(\frac{\rho \text{observé}}{\rho \text{modèle}} \right)_{\text{périgée}}$$

2 - Sources d'erreur et limites

2.1 Sources d'erreur

L'erreur sur la détermination de la densité est due principalement à trois causes : Mauvaise détermination de la trajectoire, méconnaissance de la grandeur C_D et méconnaissance de la grandeur A/m.

2.1.1. Erreur dans la détermination de la trajectoire

D'après nos analyses comparatives, les trajectoires publiées que nous utilisons ont une précision moyenne d'environ 3.10^{-4} radian en i et Ω, 10^{-2} radian en ω et de 10^{-3} à 10^{-4} en e. L'erreur commise dans la définition du plan de la trajectoire est donc inférieure à celle commise sur la position du satellite sur son orbite. Ces trajectoires ont cependant été choisies en raison de leur grande fréquence de parution.

Une erreur sur la variation du demi-grand axe donnée par le bulletin entraîne une erreur relative du même ordre sur la densité. Nous avons cherché à estimer ces erreurs de deux façons :

- Tout d'abord nous avons ajusté les paramètres d'orbite sur les observations visuelles que nous possédons. L'écart entre les valeurs observées et calculées par ajustement est exprimé en fonction des valeurs initiales a_o, M_o, et du modèle de frottement utilisé. La résolution, par la méthode des moindres carrés, fournit δa ainsi que son incertitude (Barlier et al, 1967). Elle fournit donc la densité et son incertitude.

- Dans une seconde méthode nous avons porté en graphique les demi-grands axes donnés par les bulletins en fonction du temps.

En lissant la courbe obtenue il est possible d'estimer les écarts entre les points individuels et la courbe lissée, donc d'évaluer l'erreur sur a et sur les densités.

Ces méthodes nous ont permis d'évaluer à environ 2% l'erreur sur les δ a.

2.1.2 Méconnaissance des grandeurs C_D et A/m

Pour utiliser les équations de Sterne (I.2), nous devons adopter une valeur de C_D et A/m. La valeur absolue de ces coefficients est difficile à déterminer. Or le facteur f que nous calculons est en fait une correction au produit (ρC_D A/m). Une erreur dans les valeurs adoptées pour C_D et A/m entraîne donc une erreur sur la densité. Nous allons indiquer l'état actuel des connaissances de ces coefficients, puis estimer l'ordre de grandeur des erreurs qu'ils peuvent introduire et voir comment l'on peut s'en affranchir au mieux.

a) Coefficient aérodynamique C_D

Plusieurs études de synthèse ont été faites sur ce sujet (Cook,1966, Vercheval,1974). Dans le cas d'une symétrie sphérique, le coefficient aérodynamique C_D peut être évalué par l'équation suivante :

$$C_D = 2 + \frac{8}{9}\sqrt{1 - \alpha} \qquad (5)$$

avec $$\alpha = \frac{4\,\mu_a}{(1+\mu_a)^2}$$

μ_a étant le rapport de la masse atomique du gaz sur la masse atomique de la surface du satellite.

L'expression (5) implique que le mode d'intéraction entre les molécules de l'atmosphère et la surface du satellite soit connu. Sa détermination en laboratoire est délicate en raison de la difficulté de reproduire un flux de molécules ayant une vitesse comparable à celle existant dans le milieu spatial. Une autre incertitude est aussi due à la validité de la formule. Ainsi, une autre formule possible est donnée par Schamberg (1959) :

$$C_D = 2\left[1 + \phi\,(1-\alpha)\right] \qquad (6)$$

où ϕ est un paramètre caractérisant le type de réflexion. Si nous calculons, pour différents gaz, les valeurs de C_D pour les équations 5 et 6, nous observons des écarts atteignant 10% (tableau 4).

Tableau 4

Gaz	μ_a	α	C_D (5)	C_D (6)	C_D (moyen)
Hydrogène	0.369	0.137	2.826	3.178	3.002
Hélium	0.146	0.446	2.662	2.739	2.701
Azote moléculaire	0.512	0.896	2.282	2.139	2.210
Oxygène	0.585	0.932	2.232	2.091	2.161
Argon	1.416	0.965	2.166	2.047	2.107

Comme le coefficient C_D dépend de la masse du gaz considéré, il est clair que C_D varie avec l'altitude car la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère décroit avec l'altitude dans la thermosphère.

Nous donnons comme exemple de détermination de C_D (figure 5) les valeurs théoriques calculées par Kohler (1972) pour le satellite sphérique D5.B en supposant connue la composition chimique de l'atmosphère.

b) Rapport A/m

Ce rapport peut être calculé exactement lorsque le satellite est sphérique :

$$A/m = \pi R^2/m$$

R étant le rayon du satellite et m sa masse. Le calcul est beaucoup plus compliqué pour des satellites de forme quelconque. King-Hele (1964) donne les formules au premier ordre pour des satellites de forme cylindrique. La principale difficulté réside dans l'évaluation du maître-couple A/m dans une direction donnée (vitesse du satellite dans le cas du frottement, direction soleil satellite dans le cas de la pression de radiation solaire). En effet, le mouvement du satellite autour de son centre de masse est délicat à déterminer et nécessite un grand nombre d'observations. Ce mouvement possède plusieurs modes propres

dont les périodes sont comprises entre quelques secondes ou minutes et quelques jours (Stellmacher, 1972). Cet effet est compliqué pour les satellites ayant une stabilisation active (jet de gaz). En conclusion, si la restitution en attitude n'est pas possible, la valeur instantanée de A/m est inconnue.

Pour réduire au maximum les erreurs dues à la méconnaissance de la valeur instantanée du produit C_D A/m nous adoptons une valeur telle que la moyenne des facteurs multiplicatifs f soit égale à un durant une année au moins. Ce procédé suppose naturellement de nombreuses valeurs de f qui soient bien réparties pendant l'année. Nous expliquerons et justifierons plus en détail dans le chapitre suivant la méthode d'ajustement employée.

2.2. Limites

2.2.1. Par notre méthode de calcul, les mesures permettent d'obtenir la valeur moyenne de la densité sur la période séparant deux trajectoires consécutives. Pour les satellites de notre étude, la période de publication des bulletins est en général inférieure ou égale à trois jours. Cette restriction n'est pas une gêne pour l'étude de nombreux phénomènes existants dans la haute atmosphère mais, les temps de réponse de l'atmosphère à une excitation brutale sont en général inacessibles (orage géomagnétique, par exemple).

2.2.2. Le facteur f est défini par intégration de l'équation (3) le long de la trajectoire sur une durée de quelques jours. Par ce procédé, les effets intrinsèques en longitude sont indécélables.

2.2.3. La valeur f que nous donnons est une valeur valable sur toute la trajectoire. Si l'orbite du satellite est circulaire, il est impossible de déceler une erreur dans les variations de densité entre une latitude quelconque et l'équateur. En revanche, si l'orbite est suffisamment excentrique (c'est ce que nous nous sommes efforcés de faire dans le choix des satellites), il est possible d'admettre que f est représentatif de la densité de l'atmosphère dans une région de quelques degrés de latitude autour du périgée.

2.2.4. La méconnaissance de la valeur du produit C_D A/m qui peut atteindre 10% entraîne des difficultés pour analyser finement les échelles de hauteur à l'aide de satellites différents. En effet, pour déterminer un profil en altitude de la densité la connaissance des valeurs absolues est indispensable. En revanche, les variations relatives de densités à une altitude donnée sont connues avec une meilleure précision.

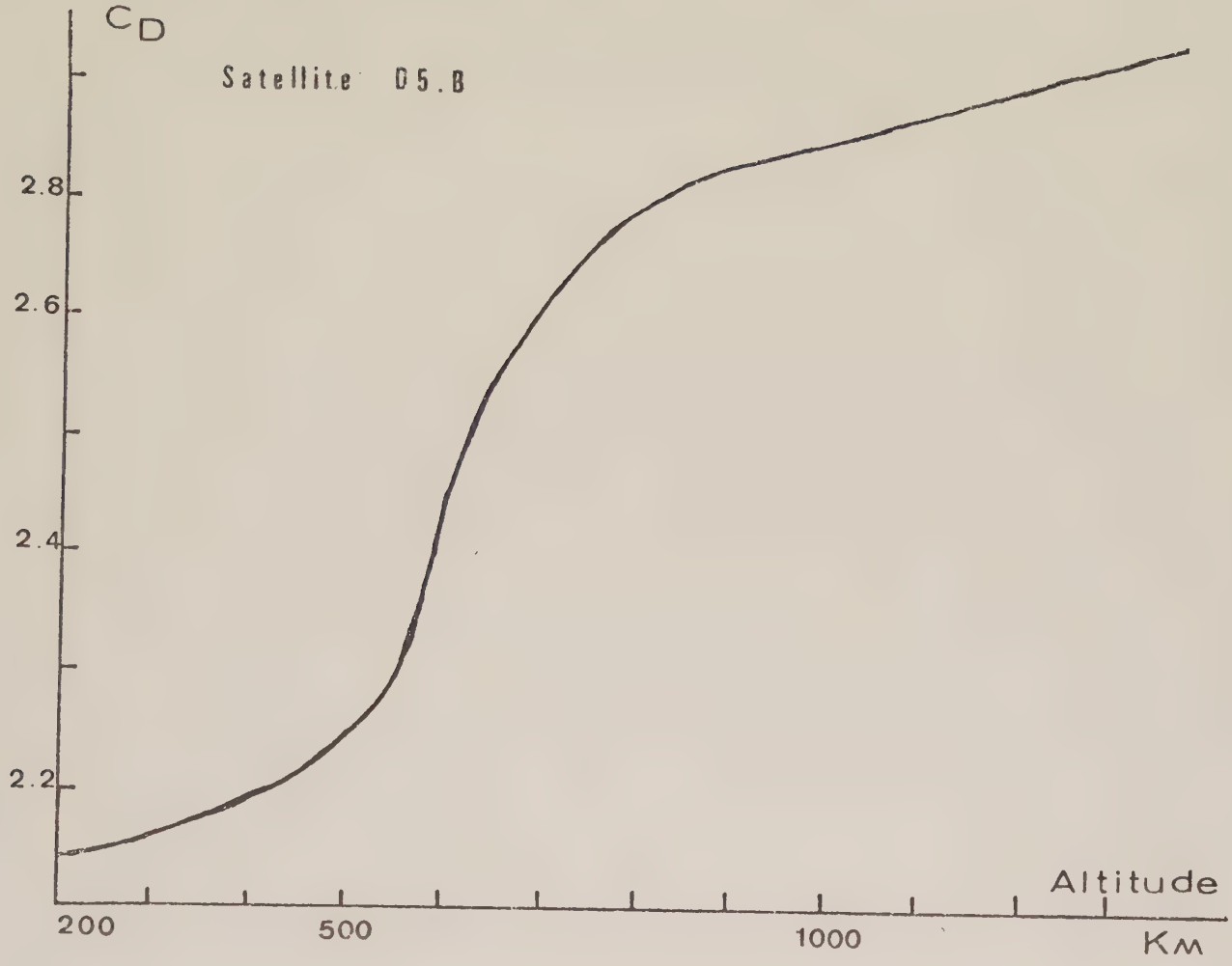


FIGURE 5

Les limites que nous venons d'énoncer seront supprimées dans l'étude des données fournies par le micro-accéléromètre placé à bord du satellite Castor (75.39.B). Elles permettront d'analyser les phénomènes les plus fins existants dans l'atmosphère. L'étude de ces données ne pourra cependant pas remplacer toutes les études à longues périodes et statistiques que nous avons effectuées avec les densités calculées par notre méthode.

CHAPITRE II

ETUDE DES DENSITES

La méthode de calcul développée dans le chapitre I permet d'obtenir des valeurs de densités moyennes sur deux ou trois jours pour tout point de l'espace et pour toute époque. La comparaison de ces densités au modèle de référence de Jacchia (1971) met en évidence des écarts de l'ordre de 10% à 25%. Ces écarts sont tout d'abord dus à la simplicité voulue du modèle J71 qui, tout en essayant d'approcher au mieux la réalité, doit être d'un usage commode avec un nombre limité de tables et de paramètres.

Les variations de densité sont la résultante de plusieurs phénomènes comprenant l'effet diurne, l'effet saisonnier, l'effet de latitude et l'effet lié aux activités solaire et géomagnétique. Seule l'accumulation d'un grand nombre de données obtenues dans des conditions aussi diverses que possible permet d'obtenir une solution où les corrélations entre les paramètres décrivant les phénomènes cités plus haut sont inexistantes ou fortement minimisées. Malheureusement, les données qui ont servi à l'établissement des formules empiriques du modèle J71, tout en étant très nombreuses (environ 50.000), proviennent de trop peu de satellites (10) pour décorreler totalement les phénomènes. De plus, le formulaire empirique utilisé est trop simple pour reproduire les caractéristiques complexes de l'atmosphère sur la gamme d'altitude des observations (250km - 1200km). Ces contraintes entraînent des

erreurs systématiques. En effet, il faut trouver un formulaire qui représente le comportement de constituants aussi différents que l'azote moléculaire , l'oxygène atomique, l'hélium,l'hydrogène. Dès lors, il faut disposer de données permettant d'analyser séparément le comportement de la densité en fonction de la tranche d'altitude où un constituant donné est majoritaire.

Les écarts au modèle (J71), malgré leur petit ordre de grandeur, sont significatifs et peuvent s'interpréter en fonction des différents paramètres décrivant les variations de densité. C'est pourquoi nous nous sommes attachés à décrire tous ces écarts et à les apprécier quantitativement avec le plus de précision possible. Pour ce faire, et pour s'affranchir des faiblesses de conception du modèle, nous avons repris l'analyse en utilisant, non plus une dizaine de satellites, mais 80 ce qui fournit 12.000 valeurs de densités. Le grand nombre de trajectoires étudiées permet alors une meilleure couverture en latitude et en heure locale. Par ailleurs, nous nous sommes limités à représenter empiriquement les variations de densité dans une zone d'altitude plus réduite (180-500 km) où l'hydrogène et l'hélium ne jouent aucun rôle appréciable. Enfin, nous nous sommes restreints à la période de forte activité solaire 1967-1971. De cette façon nous avons eu accès aux structures fines des variations de densité.

Dans un premier paragraphe, nous exposons la méthode mathématique employée pour traiter, par régression, les 12.000 données. Nous présentons un nouveau modèle empirique qui, statistiquement, s'ajuste aux densités globales observées (Jaeck, 1973). Puis, nous faisons la synthèse des résultats obtenus, d'une part par l'étude statistique de toutes les données, d'autre part par des études antérieures portant sur des satellites isolés. Nous verrons comment ils s'insèrent dans les études entreprises par d'autres auteurs et permettent d'émettre des hypothèses sur les phénomènes physiques qui régissent l'atmosphère. Enfin, nous montrerons comment étendre le présent travail de base pour aboutir à la formation d'un modèle d'atmosphère plus complet.

I - MODELE STATISTIQUE DE DENSITES GLOBALES

1 - Constitution du fichier

Nous avons vu que la méconnaissance du produit C_D A/m pour chaque satellite est une cause d'erreur dans la détermination des densités. Il est possible de se libérer de cette imprécision en faisant une hypothèse. Puisque le modèle représente les densités en moyenne,il suffit d'imposer une moyenne égale à un pour l'ensemble des mesures de facteurs f (ρ_{obs}/ρ_{J71}) fourni par l'étude de la trajectoire du satellite considéré. Cette hypothèse est justifiée par le fait que le modèle J71 est fondé sur l'étude des trajectoires de satellites sphériques. Comme il existe des résidus non négligeables par rapport au modèle J71 en fonction de l'époque de l'année il n'est pas justifié d'ajuster les valeurs du facteur f sur une période inférieure à un an. Aussi, n'avons nous pas utilisé les données déduites de satellites de durée d'observation inférieure à un an. Les données des autres satellites sont ajustées de la manière suivante :

- Pour un satellite de durée voisine d'un an nous avons calculé la moyenne de f sur cette période et normé les valeurs de f.
- Pour un satellite de durée voisine d'un nombre entier d'années, nous avons réalisé l'ajustement année par année.
- Pour un satellite de durée supérieure à un nombre entier d'années, nous avons ajusté les années entières comme précédemment. Pour le résidu nous avons pris comme coefficient d'ajustement celui de l'année la plus proche.

A la fin de ces opérations nous avons obtenu un fichier réduit comportant 8287 valeurs indépendantes correspondant à 54 satellites. La répartition des points de mesure est donnée par la figure 6. Les satellites utilisés ainsi que leurs caractéristiques sont donnés en annexe 1.

Chaque point du fichier est caractérisé par un ensemble de paramètres pour lesquels nous avons mis en évidence dans nos premières études des écarts par rapport au modèle de référence J71. Ces paramètres sont :

- l'époque de l'année
- la latitude
- l'heure locale

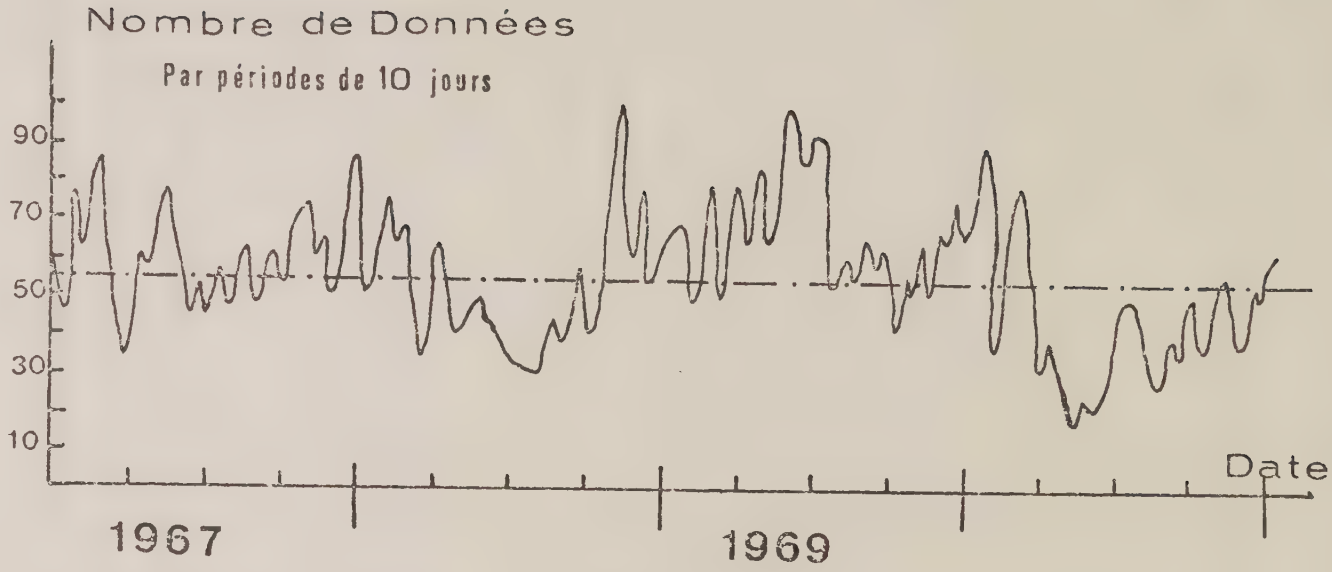

Nombre de Données
Par périodes de 10 jours
90
70
50
30
10
Date
1967
1969

FIGURE 6

- l'activité solaire instantanée représentée par le flux solaire journalier sur 10.7 cm(F) et le flux solaire moyenné sur les trois rotations solaires précédentes ($\bar{F}$)
- l'activité géomagnétique représentée par l'indice journalier A_p ou l'indice tri-horaire K_p.

Le domaine de variations de ces cinq paramètres est découpé en tranches dans lesquelles nous attribuons la valeur un ou zéro afin de repérer la présence ou l'absence d'une donnée dans la tranche correspondante. Nous déterminons une population statistiquement valable dans chaque tranche tout en utilisant un découpage permettant effectivement de décrire les variations fondamentales. Si de faibles variations d'un paramètre entraînent une importante variation du facteur f, il conviendra de découper finement l'intervalle de variation de ce paramètre. En revanche, un paramètre n'ayant que des effets peu importants sur f sera découpé moins finement. Cette façon de procéder masque une partie de l'information contenue dans les données mais notre but dans une telle analyse est de filtrer les déformations les plus importantes apparaissant dans le fichier. Ainsi, par exemple, en groupant les mois deux par deux nous pourrons améliorer la représentation de l'effet de période un an mais non celle de l'effet de période six mois.

Les 33 tranches que nous avons choisies ainsi que les effectifs dans chaque tranche, les valeurs moyennes du facteur f et les écarts quadratiques moyens sont donnés dans le tableau 5.

2 - Méthode mathématique utilisée pour l'élaboration du modèle statistique

Chaque valeur mesurée (ρ_{obs}) de la densité représente un point dans l'espace à 33 dimensions que nous venons de définir. Nous écrivons pour chaque donnée :

$$\log f = \sum_{i=1}^{33} a_i \varphi_i \qquad (1)$$

avec $a_i = \begin{cases} 1 \\ 0 \end{cases}$ selon que le point appartient ou non à la tranche considérée

φ_i = coefficient correcteur

f = Rapport de la densité mesurée (ρ_{obs}) sur la densité du modèle J71 (ρ_{J71}) correspondant aux mêmes conditions.

TABLEAU 5

Subdivisions	Nombre de valeurs	Facteur moyen par rapport à J71	Ecart quadratique moyen pour log f
Epoque de l'année			
Janvier-Février	1490	1.06	0.0867
Mars-Avril	1386	1.00	0.0856
Mai-Juin	1402	0.94	0.0916
Juillet-Août	1212	0.93	0.0855
Septembre-Octobre	1274	0.95	0.0879
Novembre-Décembre	1523	1.03	0.0896
Latitude			
-90 -60	642	0.93	0.0969
-60 -40	905	0.99	0.0788
-40 -15	1536	1.02	0.0875
-15 0	910	1.02	0.0889
0 +15	931	1.03	0.0936
+15 +40	1664	1.00	0.0887
+40 +60	1010	0.94	0.0858
+60 +90	689	0.88	0.0928
Heure locale			
0 - 2	753	0.98	0.0959
2 - 4	753	0.98	0.0913
4 - 6	749	0.99	0.0961
6 - 8	689	1.01	0.0992
8 - 10	708	1.03	0.0923
10 - 12	710	1.03	0.0841
12 - 14	702	0.99	0.0807
14 - 16	869	0.97	0.0849
16 - 18	624	0.96	0.0894
18 - 20	645	0.95	0.0882
20 - 22	461	0.94	0.0901
22 - 24	624	0.98	0.0903
$F - \overline{F}$			
-50 -20	1438	1.00	0.0874
-20 0	3118	1.00	0.0893
0 +30	2561	0.99	0.0920
+30 +90	1170	0.92	0.0917
Ap			
0 7	3071	1.03	0.0904
7 20	4061	0.97	0.0878
20 150	1155	0.91	0.0908

φ_i est déterminé par une régression linéaire sur les 8287 mesures que nous possédons.

Ainsi, pour obtenir une densité régressée (ρ_{reg}) il suffit de calculer la densité théorique ρ_J donnée par le modèle J71 et le facteur correctif donné par la formule (1) : $\rho_{reg} = f \times \rho_J$

Pour effectuer cette régression nous avons procédé comme suit :

Nous n'avons pas considéré le flux moyen car nos données s'étendent sur quatre années pendant lesquelles il varie très peu. Par contre, le flux solaire instantané est pris en considération.

La question du choix du meilleur indice d'activité solaire reste ouverte : soit le flux décimétrique, soit les indices des plages de calcium. Nous avons préféré garder le flux décimétrique par raison de cohérence avec le modèle J71 et en accord avec les travaux d'Alcaydé (1974) qui trouve pour cet indice, une meilleure corrélation entre les températures exosphériques moyennes et l'activité solaire .

Dans un premier calcul la régression a permis de mettre en évidence un paramètre (l'époque de l'année) où les coefficients φ_i étaient beaucoup plus grands que ceux des autres paramètres. Il est donc nécessaire de déterminer d'abord au mieux cet effet, puis de le soustraire pour effectuer l'analyse des autres effets.

3 - Résultats

Les valeurs des φ_i pour les cinq paramètres sont donnés numériquement dans le tableau 6 et graphiquement sur la figure 7 . Les valeurs négatives correspondent à une surestimation du modèle J71 pour la tranche considérée et inversement pour les valeurs positives. Les intervalles de confiance avec lesquels sont donnés les φ_i, sont exprimés dans le tableau 6 .

La méthode de séparation (1 ou 0) selon que le point appartient ou non à la tranche considérée entraîne une discontinuité autour de la limite du changement de tranche puisque de chaque côté φ_i est différent. Pour palier

TABLEAU 6

Subdivisions	Coefficients φ_i par rapport à J71 en 10^{-1}	Intervalle de confiance avec probalité de 70% de ne pas être dépassé en 10^{-1}
Epoque de l'année		
Janvier-Février	+0.324	0.025
Mars-Avril	+0.039	0.026
Mai-Juin	-0.206	0.025
Juillet-Août	-0.339	0.027
Septembre-Octobre	-0.259	0.027
Novembre-Décembre	+0.140	0.024
Latitude		
-90° -60°	-0.325	0.038
-60° -40°	-0.026	0.032
-40° -15°	+0.075	0.024
-15° 0	+0.107	0.032
0 +15°	+0.121	0.031
+15° +40°	+0.028	0.023
+40° +60°	-0.267	0.030
+60° +90°	-0.563	0.036
Heure locale		
0 - 2	-0.017	0.035
2 - 4	-0.032	0.035
4 - 6	-0.029	0.035
6 - 8	+0.138	0.036
8 - 10	+0.158	0.036
10 - 12	+0.133	0.036
12 - 14	+0.037	0.036
14 - 16	-0.049	0.032
16 - 18	-0.080	0.038
18 - 20	-0.129	0.037
20 - 22	-0.145	0.044
22 - 24	-0.014	0.038
$F - \overline{F}$		
-50 -20	+0.148	0.025
-20 0	+0.104	0.017
0 +30	+0.023	0.019
+30 +90	-0.310	0.028
Ap		
0 - 7	+0.187	0.017
7 - 20	-0.047	0.015
20 - 150	-0.315	0.028

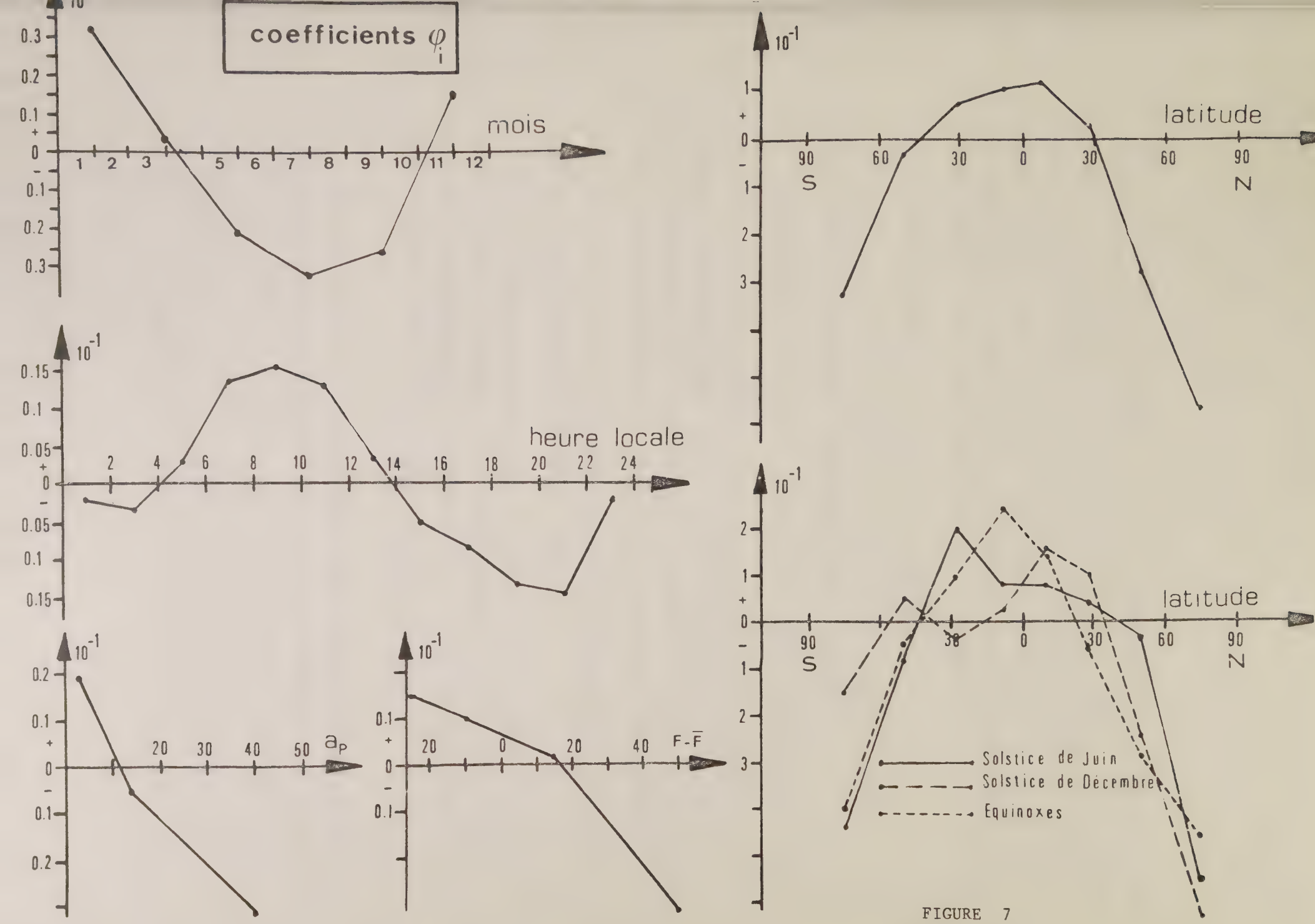

coefficients φ_i
mois
heure locale
latitude
latitude
a_p
$F-\bar{F}$
Solstice de Juin
Solstice de Décembre
Equinoxes
S
N

FIGURE 7

cette digitalisation et nous fondant sur la continuité des coefficients déterminés pour chaque tranche d'une zone considérée (voir figure 7) il nous a paru licite d'interpoler φ_i par un polynôme. Pour toutes les zones, sauf pour les heures locales,un polynôme de degré trois pour l'époque de l'année et deux pour les autres zones rend compte de nos résultats. Pour les heures locales, la courbe est plus compliquée et nous proposons comme solution d'effectuer une interpolation linéaire entre chaque groupe de deux heures.

Chaque polynôme peut s'écrire sous la forme :

$$P(t) = P_o + C_1 + C_2 (t - t_o) + C_3 (t - t_o)^2 + C_4 (t - t_o)^3$$

les valeurs des coefficients sont données dans le tableau 7.

De l'analyse des résultats se dégagent les faits suivants :

3.1. Il existe un effet annuel avec un minimum en Juillet-Août. La variation des densités entre Juillet et Décembre est 15% plus prononcée que celle sous-entendue par la représentation dissymétrique de l'effet semi-annuel dans le modèle J71 (minimum de Juillet plus accentué que celui de Décembre).

3.2 La décroissance des densités en cours d'après midi est 9% plus forte que celle indiquée par le modèle J71.

3.3. Il existe une décroissance importante de la densité aux pôles par rapport à celle de l'Equateur. Il y a une indication de l'existence d'une dissymétrie Nord-Sud puisque la décroissance est plus importante dans les régions polaires Nord : 10% Equateur - Pôle Sud

15% Equateur - Pôle Nord

Pour déterminer si cette dissymétrie dépend des saisons,nous avons fixé tous les paramètres exceptés la latitude,et avons effectué la régression en séparant les données en 3 parties centrées sur les équinoxes groupés et les solstices. Les valeurs des coefficients φ_i sont données dans le tableau 8 et représentées sur la figure 7. En raison du nombre de points plus restreint dans chaque zone l'erreur est plus forte que précédemment et la dispersion plus grande. Les résultats sont cependant significatifs. Ils montrent que les

Zones de latitude	Solstice de Décembre			Equinoxes			Solstice de Juin		
	Nombre de valeurs	φ_i en 10^{-1}	Intervalle de confiance en 10^{-1}	Nombre de valeurs	φ_i en 10^{-1}	Intervalle de confiance en 10^{-1}	Nombre de valeurs	φ_i en 10^{-1}	Intervalle de confiance en 10^{-1}
-90 -60	230	-0.155	0.062	208	-0.395	0.064	204	-0.435	0.068
-60 -40	325	+0.045	0.052	308	-0.045	0.052	272	-0.085	0.058
-40 -15	582	-0.035	0.039	465	+0.095	0.042	489	+0.195	0.044
-15 0	358	+0.025	0.050	292	+0.235	0.054	260	+0.075	0.060
0 +15	336	+0.155	0.052	288	+0.145	0.055	307	+0.075	0.055
+15 +40	573	+0.105	0.039	553	-0.055	0.039	538	+0.045	0.042
+40 +60	333	-0.235	0.052	333	-0.285	0.051	344	-0.275	0.052
+60 +90	276	-0.625	0.057	213	-0.455	0.063	200	-0.545	0.068

TABLEAU 8

Coefficients / Zones	to	PO	C_1	C_2	C_3	C_4
Mois	180	0.270 E-01	-0.576 E-01	-0.022 E-02	+0.23 E-05	+0.73 E-08
latitude	0	0.114 E-01	0.005 E-01	-0.017 E-02	-0.10 E-03	0
$F - \bar{F}$	0	0.075 E-01	0.012 E-01	-0.041 E-02	-0.74 E-05	0
Ap	0	0	0.287 E-01	-0.300 E-02	+0.36 E-04	0

TABLEAU 7

densités sont plus élevées dans les régions polaires Sud en été que dans les régions polaires Nord alors que les hivers ont un écart beaucoup plus faible. La variabilité été-hiver est plus grande dans l'hémisphère Sud que dans l'hémisphère Nord.

3.4. Dans le modèle J71, les variations de température liées aux activités solaires et géomagnétiques sont respectivement représentées par :

- une formule linéaire pour l'activité solaire : $\Delta T_{solaire} = 1.3\ (F - \bar{F})$ (2)
- une formule linéaire plus un terme exponentiel pour l'activité géomagnétique :

$\Delta T_{géomagnétique} = 28°\ K_p + 0.03 \exp(K_p)$ (3)

La partie exponentielle dont l'ordre de grandeur n'est significatif que pour un K_p supérieur à 5 renforce la variation de température pour les fortes activités.

Pour les périodes de forte activité, les valeurs négatives des coefficients correcteurs aux effets donnés par J71 indiquent que ce modèle surestime ces effets. De plus, la forme non linéaire de ces courbes (figure 7) montre que les formules du modèle ne sont pas adaptées à ces périodes. Waldteufel (1970) trouve également que le coefficient linéaire de la formule (3) est trop élevé et adopte une valeur égale à 17.

Notre résultat, pour l'activité solaire, est confirmé par la non linéarité de la relation entre les variations de la température exosphérique et celle du flux décimétrique obtenu par Waldteufel et Cogger (1971) dans l'étude des températures déduites des mesures des sondeurs. Cette non linéarité se retrouve également dans l'étude des températures déduites de l'expérience d'interférométrie embarquée à bord du satellite OGO.6 (Wachtel 1975).

Il existe donc un phénomène de saturation de l'atmosphère à l'activité solaire définie par le flux $F_{10.7}$. Ce phénomène peut être lié au fait que le flux solaire décimétrique n'est pas un indicateur parfait du rayonnement solaire qui affecte la thermosphère. Ce sont les rayonnements X et Ultra-Violet qui provoquent par absorption l'échauffement de l'atmosphère. Nous avons d'ailleurs mis en évidence des variations de densités d'environ 30% non corrélées avec le

flux décimétrique mais correlées avec des variations du rayonnement X (Jaeck, 1969). Ce phénomène peut également être relié au fait que les intéractions entre le rayonnement solaire et le gaz de la thermosphère mettent en jeu des processus complexes, photochimiques et dynamiques. Il n'y a donc aucune raison pour que l'évolution de la température exosphérique soit une fonction linéaire de l'intensité du rayonnement mesuré à 10.7 cm. De plus, le rayonnement X et Ultra-Violet ne provient pas nécessairement des régions solaires qui émettent le rayonnement décimétrique.

4 - Validité des résultats

Après avoir construit un modèle corrigé rendant compte des écarts systématiques (voir tableau 5) existants entre les observations et les prédictions du modèle J71, il reste maintenant à estimer l'amélioration apportée par l'utilisation des facteurs correctifs obtenus par notre régression.

Pour cela nous avons tracé les histogrammes des facteurs correctifs (figures 8a et 8b).

Nous utilisons le logarithme des facteurs f de préférence aux facteurs eux-mêmes puisque, f étant un rapport, le logarithme représente mieux les écarts de f autour de sa moyenne. Nous découpons la variable log f en 20 zones équidistantes de largeur 0,033 entre les limites - 0,3188 et + 0,3412 correspondant à des facteurs respectifs de 0,48 et 2,2. Sur les figures 8a et 8b sont portées en abscisse les différentes zones de log f, et en ordonnée le pourcentage du nombre de points contenus dans chaque zone par rapport au nombre total des facteurs.

En pointillé est représenté l'histogramme des facteurs f.

En trait plein est représenté l'histogramme des facteurs f par rapport au modèle régressé : $f_s = \frac{\rho_{obs}}{\rho_{reg}}$.

Ces histogrammes ont été tracés, premièrement, en utilisant les 8287 valeurs (figure 8a) puis, deuxièmement, en utilisant uniquement les points correspondant, à chacune des 33 tranches définies précédemment (figure 8b, annexe 2).

FIGURE 8 a

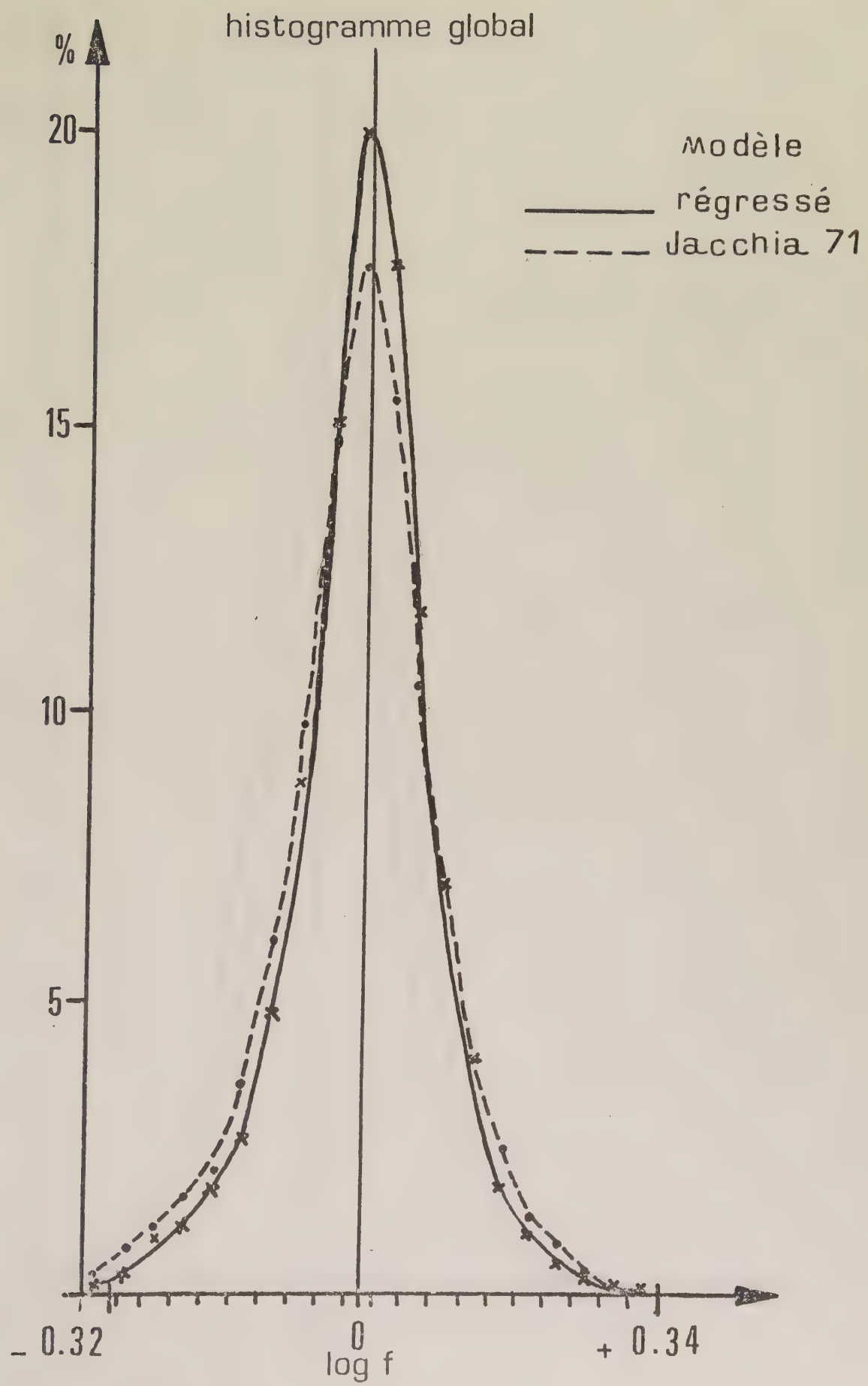
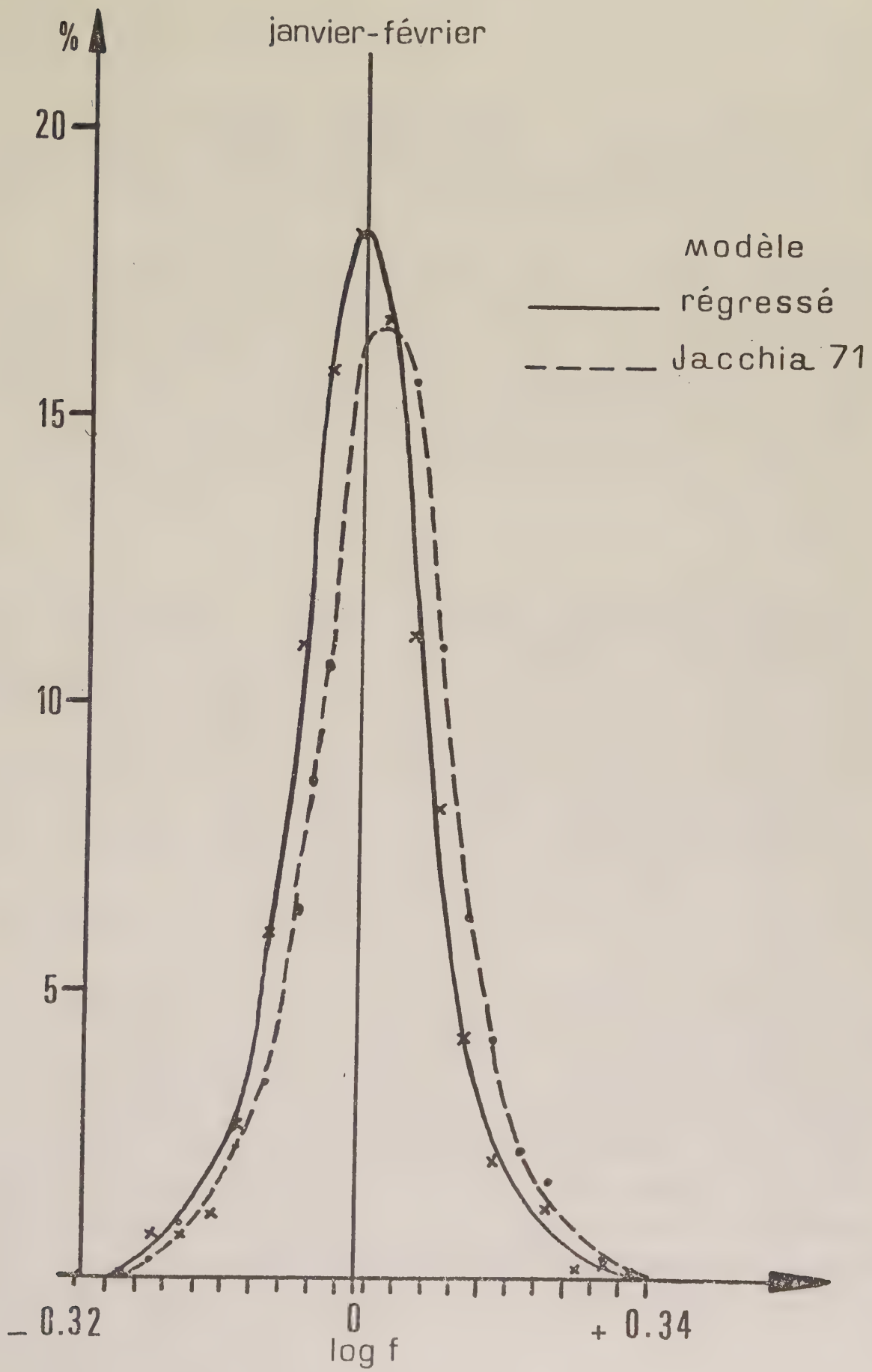

histogramme global
%
20
15
10
5
Modèle
régressé
Jacchia 71
- 0.32
0
log f
+ 0.34

FIGURE 8 b


%
janvier-février
20
15
10
5
modèle
régressé
Jacchia 71
- 0.32
0
+ 0.34
log f

Les histogrammes globaux du modèle J71 et du modèle régressé sont centrés sur la valeur 1. Ce résultat est attendu puisque nous avons fait sur le modèle J71 un ajustement que nous avons justifié (chapitre II, §I.1).

Si le modèle et la régression étaient dépourvus d'erreurs résiduelles tous les facteurs f et fs devraient être égaux à 1. Ce n'est pas le cas. Les histogrammes ressemblent à des courbes de Gauss et la qualité relative d'un modèle est jugée par le nombre de valeurs situées au voisinage de 1. Ainsi, en calculant pour les histogrammes globaux et pour l'une des tranches le pourcentage de points situés autour de 1 avec un écart de 10% et 20% nous obtenons le tableau 9.

Tableau 9

histogramme / Dispersion autour de 1	Global J.71		Janvier-Février J.71		Global J.65	
	f	fs	f	fs	f	fs
10%	58%	62%	50%	61%	39%	44%
20%	75%	78%	69%	85%	67%	73%

f facteur correctif avant régression
fs facteur correctif après régression

Globalement, l'amélioration existe mais n'est pas très importante. Ceci provient du fait que le modèle, en moyenne sur tous les paramètres est bon. Mais l'amélioration est évidente lorsqu'on analyse les variations relatives des densités en fonction des cinq paramètres. Ainsi, sur la figure 8b est présenté l'histogramme pour les mois de Janvier-février, période où le modèle sous-estime les densités. Les facteurs f sont centrés sur 1.1 alors que les facteurs fs par rapport au modèle régressé centrent l'histogramme sur 1 et le resserrent de façon significative. Le pourcentage de points situés autour de 1 avec une dispersion de 20% est de 15% supérieur aux valeurs du modèle J71.

Un travail identique a été effectué avec le modèle de Jacchia 1965 (J65) afin de comparer ces deux modèles. Globalement, le modèle J71 fournit dans la représentation des données,une amélioration de 12% par rapport au modèle J65 (voir tableau 9).

Le modèle régressé établi à partir des densités calculées tient bien compte des écarts mis en évidence par rapport au modèle Jacchia (1971) et ainsi parait donc mieux représenter la réalité. Cependant pour être certain de sa validité il fallait s'assurer de la stabilité de la solution mathématique obtenue. Pour cela, nous avons choisi aléatoirement environ la moitié des valeurs et avons effectué le même traitement. Les nouveaux coefficients φi ainsi obtenus sont compatibles avec ceux déterminés avec la totalité des données, compte tenu des intervalles de confiance. Ensuite, ces nouveaux φi ont été utilisés pour calculer les densités ρ_{reg} correspondant à la partie des données non employées dans la nouvelle solution. Dans ce cas, les pourcentages d'amélioration pour ces dernières données sont identiques à ceux obtenus précédemment.

Notons enfin que notre modèle fournit une représentation statistique du comportement de la densité. Ceci signifie que, une valeur de densité obtenue par une mesure locale (spectromètre de masse, par exemple), puisse présenter un écart significatif avec la valeur prévue par notre modèle. En revanche, la valeur moyenne d'un grand nombre de mesures locales effectuées in situ, devrait être proche de celle de notre modèle.

5 - Comparaison avec une autre méthode statistique : l'analyse factorielle

Malgré le soin qui leur est apporté, les procédures de traitement de données restent sujettes à l'introduction d'erreurs diverses et particulièrement d'erreurs systématiques. Le travail effectué sur notre fichier par Bordet (1973) pour expérimenter la méthode de l'analyse factorielle des correspondances développée par Benzecri (1973) a été l'occasion d'une comparaison de cette méthode avec la nôtre et de tester la validité du modèle que nous venons de définir.

Le principe de cette méthode est le suivant :

Un espace à n dimensions est constitué par les paramètres qui servent à l'analyse. Les paramètres sont dans le cas présent les activités solaires et géomagnétiques, la latitude, la date et l'heure locale. L'ensemble des observations, ou plus exactement leur écart par rapport au modèle de référence J71, y représente un nuage de points dont les deux premiers axes principaux d'inertie permettent de définir un plan, appelé le plan factoriel principal. La lecture du graphe représentatif de la projection spatiale des données dans ce plan indique les paramètres les mieux pris en compte ainsi que la dispersion des points. Les effets de corrélation sont aussi détectés. L'analyse restant globale par rapport à l'ensemble des paramètres, l'interprétation physique des phénomènes et leur analyse quantitative demeurent difficile. De plus certains détails fins peuvent être masqués par suite des importants lissages effectués.

L'application de cette méthode conduit à plusieurs conclusions.

Le fichier est homogène et la distribution des données est régulière sauf en quelques zones isolées (au mois de mai et en période de forte activité géomagnétique par exemple).

Les écarts les plus significatifs par rapport au modèle J71 sont ceux liés aux activités solaire et géomagnétique et ceux liés aux variations annuelles et saisonnières.

Les résultats obtenus par le travail que nous avons effectué sont confirmés et Bordet (1973) indique que l'amélioration du modèle donnée par la méthode qu'il a employée reste du même ordre de grandeur que celle obtenue par nos techniques classiques.

La méthode d'analyse factorielle présente l'avantage de permettre une acquisition rapide d'un certain nombre de renseignements. Cette qualité sera exploitée dans l'étude préliminaire des données fournies par le micro-accéléromètre qui constitueront un fichier de plusieurs centaines de milliers de données. Ensuite, lorsque les faits dominants auront été isolés , les études physiques et les études fines pourront être effectuées.

II - VARIATIONS DES DENSITES ATMOSPHERIQUES

Dans ce paragraphe nous indiquons les résultats obtenus par l'étude des densités. Nous rappelons les faits principaux qui permettent, réunis à ceux d'autres auteurs, de donner une meilleure description et compréhension des phénomènes qui se produisent dans l'atmosphère.

La grande majorité de ces résultats ayant été publiée au fur et à mesure de leur obtention, nous les décrirons brièvement; de plus amples informations seront trouvées dans les publications.

1 - Effet de l'activité géomagnétique

L'activité géomagnétique (mesurée par l'indice habituel mondial A_p ou K_p) a tout d'abord été reconnue comme étant la cause d'une augmentation de la température exosphérique, le mécanisme mis en jeu étant principalement un chauffage par effet joule en région aurorale. Cette augmentation de la température entraîne des variations de densité que nous avons observées jusqu'à 1000 km (Jaeck, 1969).

Notre étude de ces phénomènes (Barlier et al, 1967, Jaeck et al 1970) a montré que, contrairement à ce qui était admis, l'effet de l'activité géomagnétique était déjà perceptible à des altitudes aussi basses que 160 km et entraînait des variations de densité pouvant atteindre 20%. Le modèle de référence, à l'époque Jacchia 1965, ne donnait aucune variation. D'autres auteurs tels King-Hele (1968) ont confirmé ce résultat.

Cette augmentation de la densité aux basses altitudes ne peut s'expliquer uniquement en termes de variations de la température exosphérique. Toutefois, la variation existe puisque la densité à 400 km réagit à l'activité géomagnétique et, qu'à cette altitude, les variations de densité traduisent essentiellement celles des températures, mais elle n'est pas suffisante. A titre d'exemple signalons qu'il faudrait une variation de température de 250 K pour rendre compte d'une variation de densité de 20% à 180 km :

Pour T_∞ = 900 K on a $\rho = 0.5636\ 10^{-12}$ g cm^{-3} d'après les tables de J65.

et $\rho + 20\% = 0.6438\ 10^{-12}$ correspond à $T_\infty = 1150$ K

Or, si nous nous referrons à la formule du modèle J65 :

$$\Delta T = 1.0\ A_p + 125\ (1-\exp(-0.08\ A_p)) \qquad (5)$$

ou à la formule générale du modèle J71 (3)

un A_p exceptionnel de 132 (K_p = 7) serait nécessaire pour entraîner cette variation de température. De plus, pour de tels niveaux d'activité magnétique un effet de saturation se produit; effet mis en évidence par l'étude statistique précédente qui indiquait qu'une loi linéaire ne pouvait rendre compte des perturbations associées à de fortes valeurs de K_p.

Ces résultats conduisent à la conclusion que des variations de densité, non corrélées avec des variations de la température exosphérique existent au voisinage de 200 km. Dans le modèle J71, Jacchia prend en compte de tels résultats en représentant les variations liées à l'activité géomagnétique en dessous de 200 km par une variation de la densité totale et une variation de la température exosphérique.

Les variations en densité totale à basse altitude indiquent que la concentration de l'azote moléculaire, composant majoritaire, augmente au cours d'un orage géomagnétique. Une interprétation possible est un changement dans les profils de températures puisque N_2, à ces altitudes, est surtout sensible aux profils de température. Cette interprétation avait déjà été suggérée par Waldteufel(1970) en se fondant sur l'analyse des données du sondeur à diffusion incohérente et sur nos résultats.

Un effet de profil de température seul devrait entraîner pour l'oxygène atomique un comportement identique à celui de l'azote moléculaire mais avec une amplitude moindre. Or les concentrations de l'oxygène atomique à 200 km restent constantes ou diminuent légèrement (Alcaydé et al, 1974). Ceci implique un changement des conditions aux limites basses (120 km),soit dû à une augmentation de l'altitude de la turbopause,soit dû à un phénomène transport entraînant l'oxygène atomique vers les régions froides (Johnson and Gottlieb, 1970),soit dû à la combinaison des deux effets.

Chandra et Stubbe (1971),par résolutions théoriques d'un système d'équations ionosphériques et atmosphériques,montrent que les phénomènes connus dans la région F en période d'orage géomagnétique peuvent être expliqués en supposant une diminution du rapport O/N_2 aux conditions aux limites. Un tel résultat est en accord avec les nôtres.

Les densités moyennes calculées sur deux jours environ ne se prêtent pas à une étude fine des variations corrélées avec des évènements courts à début brusque,comme les orages géomagnétiques. Aussi, nous a t-il été impossible de déterminer le temps de réponse de l'atmosphère à cette excitation. Il nous est cependant possible de déduire de nos mesures que, après un délai de un ou deux jours, l'énergie apportée au cours de l'évènement se répartit globalement en tout point de l'atmosphère quelle que soit la latitude et l'heure locale, puisque d'après nos données, la corrélation activité géomagnétique - variation moyenne de densité existe partout.

2 - Effet semi-annuel

Une variation semi-annuelle des densités atmosphériques avec deux maxima en avril et octobre (celui d'octobre étant le plus important) et deux minima en janvier et juillet (la valeur du minimum de juillet étant supérieure à celle du minimum de janvier) a été détectée pour la première fois par Paetzold et Zschörner (1961). Depuis cet effet a été étudié par de nombreux auteurs. Sa représentation mathématique a un caractère conventionnel et n'a pas toujours été identique ce qui rend les comparaisons difficiles. Ainsi par exemple, Jacchia dans son modèle 1965 l'exprime comme une variation de la température exosphérique minimum entraînant une variation de densité, puis dans le modèle J71 comme un pourcentage de densité à ajouter à la densité déjà calculée en tenant compte de tous les autres effets. Pour Jacchia il s'agit d'une régression globale tandis que pour King Hele (1968) c'est le résidu des densités après élimination des effets dus à l'activité solaire et géomagnétique et aux variations diurnes. Dans tous les cas l'effet semi-annuel a été considéré comme une variation superposée au niveau moyen de la densité pour tout le globe.

La meilleure définition consiste à le considérer comme l'intégrale de la densité étendue à toutes les zones d'heure locale (H) et de latitude (φ) pour une tranche d'altitude donnée:

$$\rho_{SA}(t) = \int_H \int_\varphi \rho(H, \varphi, \ldots, t)\, d\varphi\, dH \qquad (6)$$

L'utilisation de la relation (6) suppose un grand nombre de données de densité permettant une couverture satisfaisante en heure locale et latitude. Si on utilise les données d'un seul satellite une corrélation entre les différents phénomènes géophysiques peut exister : ainsi, un effet diurne analysé sur une période de 3 mois (cas assez fréquent) en raison de la rotation du périgée peut masquer l'effet semi-annuel.

Dans notre étude nous nous sommes efforcés d'utiliser la définition générale donnée par la relation (6). Pour les gammes d'altitude ou le nombre de satellites était restreint les corrélations ont été évitées en corrigeant arbitrairement les autres effets selon les formules données par les modèles Jacchia (1965, 1971).

Nous précisons que l'effet semi-annuel tel qu'il est défini au cours de ce paragraphe se compose d'une variation de période un an à laquelle se superpose une variation de période six mois.

2.1. Résultats

2.1.1. Influence de l'altitude et de l'année

Nos premiers calculs ont été effectués par rapport au modèle J65. Ils ont montré pour différentes zones d'altitudes les principaux écarts suivants :

a) L'effet semi-annuel persiste au moins jusqu'à la limite basse de nos mesures (160 km). Il se traduit par des variations de densité de l'ordre de 40% (Jaeck, 1969) qui sont bien supérieures aux prédictions du modèle J65. Un résultat identique a été établi par King-Hele à 190 km (1968) et ensuite confirmé par cet auteur et nous-mêmes par l'étude de nombreux autres satellites. Le modèle J65 donne pour une altitude de 200 km une variation inférieure à 5%.

Par l'examen de mesures effectuées en fusée, Cook (1969) détecte une variation semi-annuelle à 90 km en phase avec l'effet observé aux altitudes des satellites. Le rapport du maximum de densité au minimum de densité est de l'ordre de 1.25.

b) En moyenne l'effet est bien pris en compte entre 350 km et 700 km.

c) Des écarts plus importants existent dans la gamme 1000-1500 km ainsi que l'a montré une étude des satellites Echo I et Echo II entre 1961 et 1968 (Lespes, 1969). Ainsi, entre 1961 et 1965 alors que l'activité solaire est décroissante, l'effet semi-annuel est plus important que prévu d'un facteur deux à trois et croît de 1961 à 1963. Ce résultat est compatible avec celui de Cook (1967) trouvant sur Echo II un effet deux fois plus important que J65 en 1964 et 1965. En 1967-1968, l'effet est sur-estimé par J65. A ces altitudes on trouve donc également la variabilité d'année en année.

L'effet semi-annuel est présent également à 2300 km (Rousseau, 1973) les valeurs des maxima étant quatre à cinq fois supérieures aux valeurs des minima.

d) L'effet semi-annuel est variable d'année en année comme l'indique la figure 9 où sont portées en fonction de la date les moyennes des facteurs f obtenus par l'analyse des trajectoires des satellites utilisés pour l'étude statistique. Les variations sont plus marquées au cours de l'année 1967, mais ne semblent pas clairement liées à l'activité solaire. Ce résultat confirme statistiquement ceux donnés par des satellites isolés par King-Hele (1969), Cook (1970).

2.1.2. Etude statistique du fichier en fonction de l'altitude

La dépendance de l'effet avec l'altitude qui ressort des résultats précédents et de ceux d'autres auteurs (Cook, 1969, Jacchia, 1971, Volland et al, 1972) nous a amenés à faire une étude plus détaillée dans la gamme d'altitude à laquelle nous nous sommes spécialement intéressés au cours de ce travail. Nous avons utilisé le fichier décrit précédemment (ch.II,§I.1). Pour chaque point du fichier nous avons pris comme densité de référence la densité déduite du modèle J71 sans tenir compte de l'effet semi-annuel.

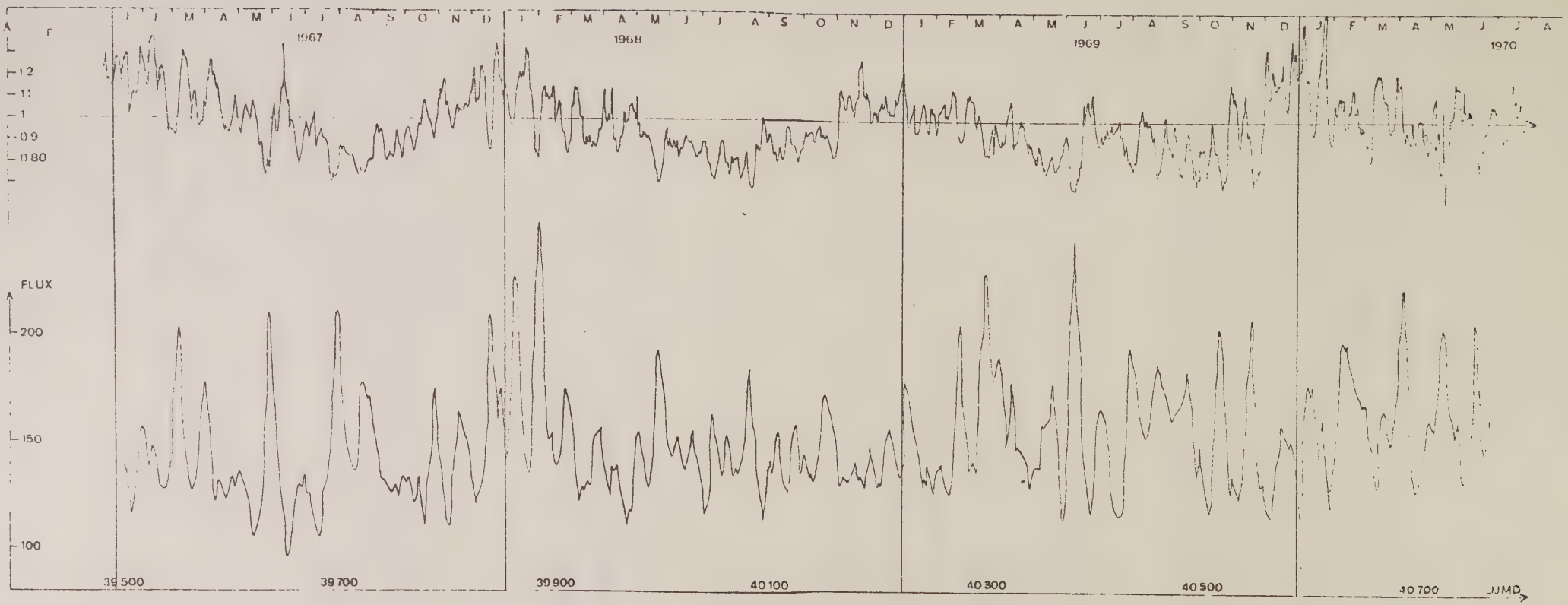

J F M A M J J A S O N D
1967
1968
1969
1970
F
1.2
1.1
1
0.9
0.80
FLUX
200
150
100
39 500
39 700
39 900
40 100
40 300
40 500
40 700
JJMD

FIGURE 9

Nous avons normalisé (pourcentage d'écart) les densités observées à celles de référence, puis nous avons groupé les écarts correspondants suivant cinq zones d'altitude sans considération de l'année et la latitude (Barlier et al, 1972). La figure 10 donne pour les différentes gammes d'altitude les écarts observés en fonction du mois de l'année (trait plein); les écarts prévus par le modèle J71 complet sont également portés à titre de comparaison (tirets). Chaque point de la figure 10 représente une moyenne sur 15 jours.

De ces cinq courbes il résulte un accord satisfaisant en moyenne avec J71. Cependant, si, à toute altitude, les dates des maxima et minima sont approximativement en accord, les deux minima présentent des différences notables. Le minimum de janvier est moins prononcé, tandis que celui de juillet est plus accentué que celui donné par le modèle. L'écart entre deux minima étant selon les différentes zones d'altitudes de 8 à 25% pour J71 et de 18 à 45% pour nos valeurs. Ceci accentue la dissymétrie entre les deux minima, donc amplifie l'effet annuel avec un maximum en décembre/janvier et un minimum en juillet.

Le meilleur accord avec le modèle J71 existe pour les altitudes centrées sur 240 km.

L'effet semi-annuel est plus important au fur et à mesure que l'on s'élève en altitude. La variation entre le maximum de mars et le minimum de juillet part de 30% pour les basses altitudes pour atteindre 70% vers 500 km.

2.1.3. Minima secondaires

Un autre aspect du comportement de l'effet semi-annuel peut être déduit de nos travaux. A la suite d'une première analyse (Ill et al, 1968) il est apparu que, au maximum de septembre 1965 sont superposés deux minima secondaires non corrélés avec les indicateurs usuels de l'activité solaire. Ce résultat a été obtenu par deux méthodes différentes de détermination de densités. A la même époque, King-Hele (1968) publie des résulats similaires : les minima de l'effet semi-annuel en 1966-1967 sont en fait de doubles minima, et deux minima secondaires en mars et mai accompagnent le maximum d'avril.

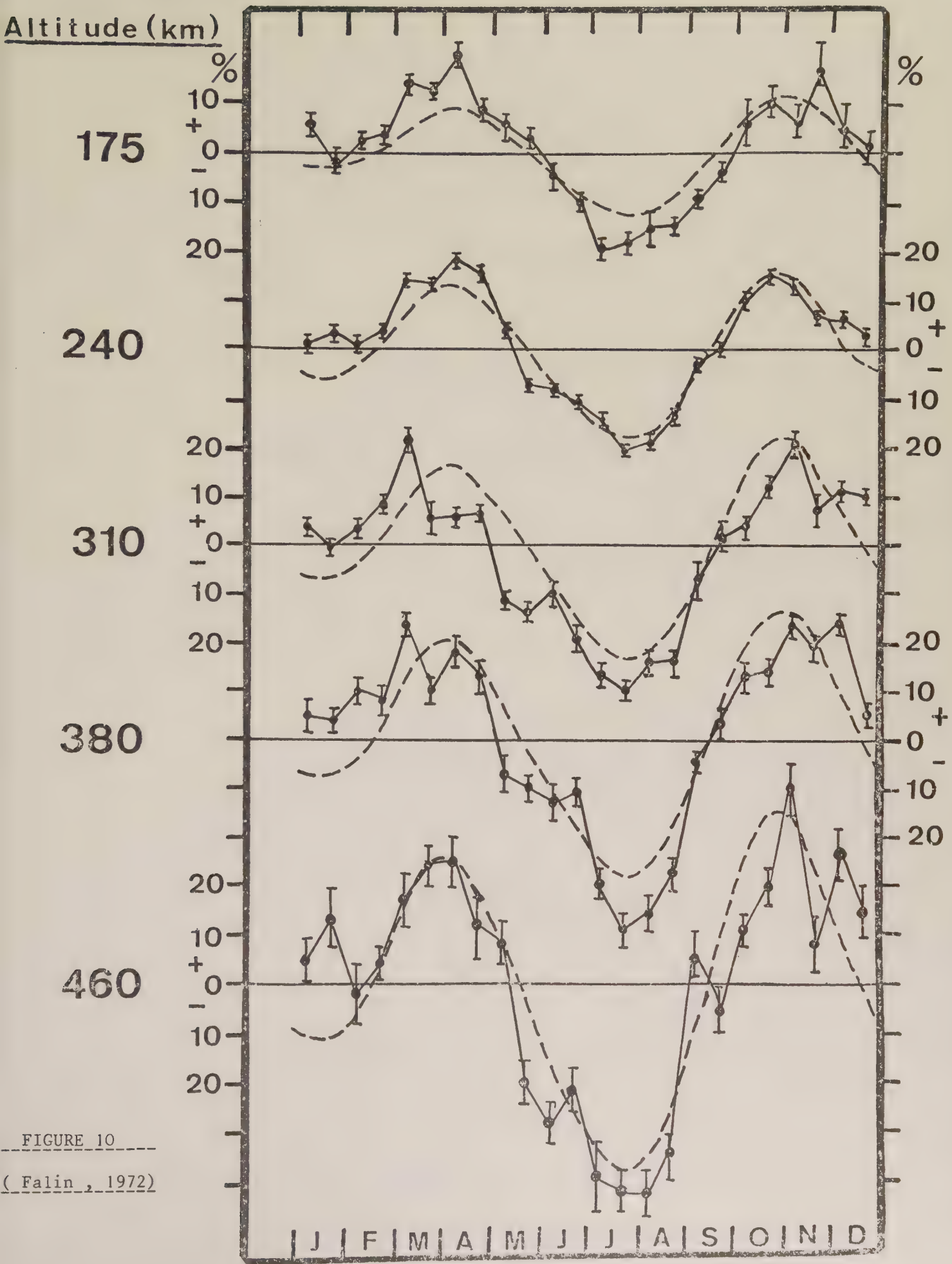
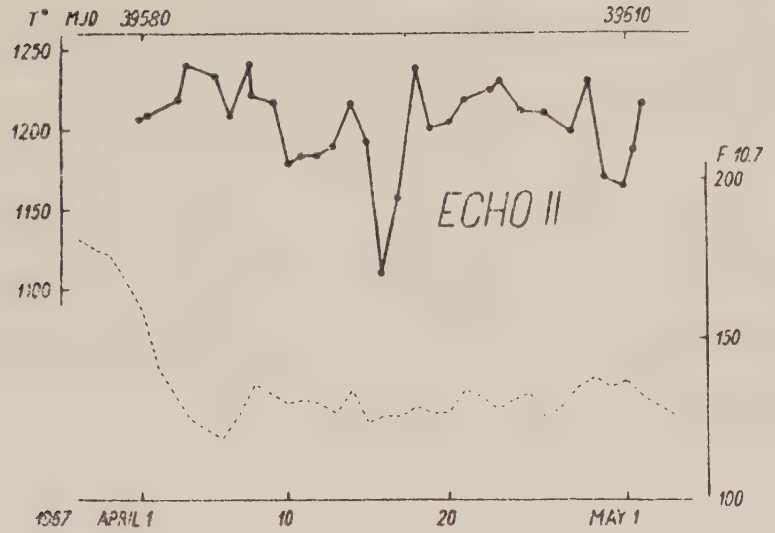


FIGURE 10

(Falin, 1972)


T° MJD 39580
39610
1250
1200
1150
1100
ECHO II
F 10.7
200
150
100
1967 APRIL 1
10
20
MAY 1

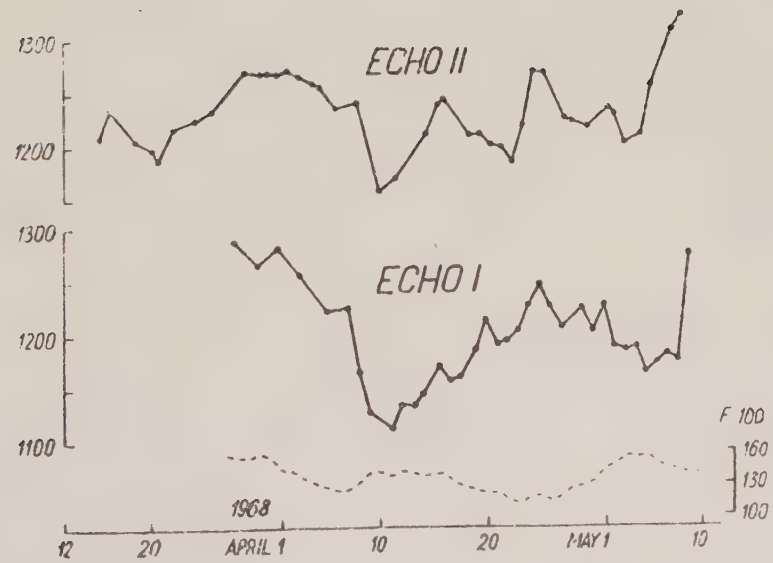

1300
1200
ECHO II
1300
1200
1100
ECHO I
F 100
160
130
100
1968
12
20
APRIL 1
10
20
MAY 1
10

FIGURE 11

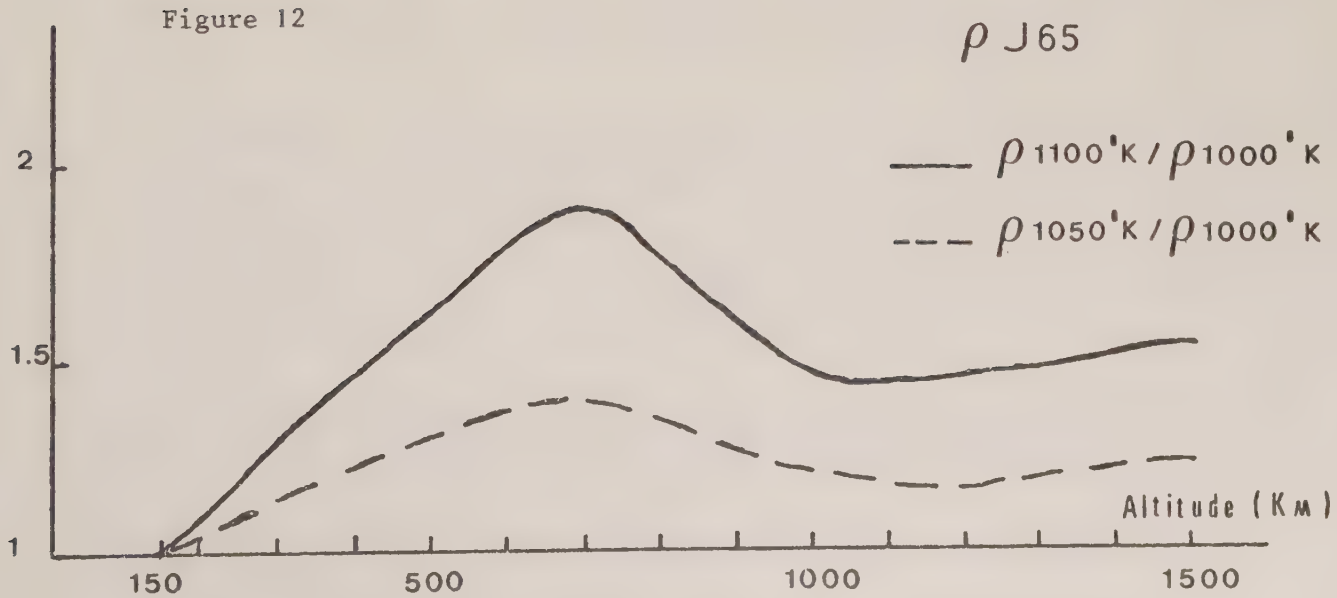
En réunissant nos résultats et ceux d'autres auteurs, nous avons étudié ce phénomène plus en détail pour les deux maxima d'équinoxe à l'aide de 14 satellites (Ill et al, 1970). Il apparait que les deux minima secondaires existent à toutes les altitudes durant plusieurs années. L'amplitude des minima secondaires correspond, d'après les tables du modèle J65, à une variation de température de 100 à 200 K.

Un exemple de minima secondaires mis en évidence par l'étude des trajectoires des satellites Echo I et Echo II est donné sur la figure 11. Les densités ont été transposées en température exosphériques par les tables J65. La figure 10 indique également que les courbes représentatives de l'effet semi-annuel ne sont pas régulières mais présentent des minima secondaires.

2.2. Interprétation

Afin de déterminer à différentes altitudes, les variations de densités engendrées par des variations de la température exosphérique nous avons porté sur la figure 12 les rapports entre les densités J65 pour trois températures exosphériques : 1000 K, 1050 K, 1100 K.

Figure 12



Nous voyons qu'une variation de température exosphérique produit des grands changements en densité au voisinage de 600 km, de petits changements dans l'exosphère vers 1000 km et de très petites variations aux altitudes inférieures à 200 km. Ainsi, pour rendre compte des écarts de 30% aux basses altitudes, il faudrait admettre une variation de la température exosphérique de 300 K, ce qui est impossible même en période de forte activité solaire et géomagnétique.

Compte tenu des résultats décrits précédemment et de la figure 12 nous déduisons que les variations de densités en dessous de 200 km et au dessus de 1000 km sont trop importantes pour être expliquées uniquement par une variation de la température exosphérique. Des variations de la composition au niveau limite doivent également être envisagées.

Dans cet esprit, Jacchia, dans son dernier modèle (1971), décrit l'effet semi-annuel uniquement en terme de variation de densité, fonction de l'altitude et de la date. Cette méthode de représentation différente de celle de J65 est certainement exagérée, mais permet de mieux représenter l'effet tel qu'il est observé sur la densité globale . L'effet existe cependant sur la température, mais est peu important.

Waldteufel (1970), par l'étude des températures déduites des mesures du sondeur à diffusion incohérente à 45° Nord, décèle un effet de 7% pour la composante de période un an et de 0,3% pour la composante de période 6 mois. Nous-mêmes, comme nous le verrons plus loin, avons obtenu un effet sur l'année de l'ordre de celui donné par Waldteufel mais celui de période 6 mois ne ressort pas du bruit de fond de nos mesures.

Récemment, Vercheval (1975), en analysant le degré de cohérence entre les valeurs observées des composants à 150 km et les variations semi-annuelles suggérées par J71, démontre également que la variation semi-annuelle des densités au-dessus de 300 km est due à des changements combinés de la température exosphérique et de la composition à l'altitude limite.

En résumé, l'effet semi-annuel tel que nous l'avons observé en densité totale peut se décomposer en une somme de plusieurs phénomènes :

a) Une variation de la température exosphérique confirmée par l'augmentation de l'effet avec l'altitude.

b) Une variation dans les concentrations de certains composants de la basse thermosphère : Azote moléculaire, oxygène atomique, hélium, confirmée par l'importance de l'effet semi-annuel aux altitudes inférieures à 200 km et supérieures à 1000 km.

La variation des concentrations d'azote moléculaire peut s'expliquer par un changement des profils de température à basse altitude. Un tel changement au cours de l'année existe comme l'ont montré Alacydé et al (1974).

Dans la thermosphère inférieure, l'abondance relative des composants minoritaires comme l'oxygène atomique et l'hélium est susceptible d'être modifiée pour des raisons autres que des changements de profils de température. On peut citer les effets dus à la variation de l'altitude de la turbopause et à la circulation.

Kockarts et Nicolet (1962) ont été les premiers à suggérer que l'importante variation aux hautes altitudes pourrait être attribuée à des variations dans l'altitude de la turbopause. En effet, l'hélium, composant majoritaire de l'atmosphère entre 800 km et 1400 km, est particulièrement sensible à l'altitude de la turbopause en raison de sa faible masse atomique. Un abaissement de 5 km de l'altitude choisie pour la turbopause peut entraîner une augmentation d'un facteur 2 dans la concentration de l'hélium (Kockarts et Nicolet, 1962).

Mais la circulation peut également jouer un rôle. En effet, le mécanisme de circulation proposé par Johnson et Gottlieb (1970) pour lequel les gaz légers sont transportés des hémisphères été aux hémisphères hiver entraîne, entre autres, que la concentration d'oxygène atomique doit présenter un maximum d'hiver. C'est ce que nous avons observé, comme nous le montrerons plus loin (chapitre IV). Ce résultat est confirmé à 45° N par Alcaydé et al (1974).

Quant aux minima secondaires superposés à la courbe lissée représentative de l'effet semi-annuel, ils doivent sans doute s'exprimer comme l'effet semi-annuel proprement dit en termes de changements de la température à la

thermopause, des profils de température et de l'altitude de la turbopause. Mais la rapidité de ces variations (quelques jours) est remarquable et des changements brutaux du régime des vents pourraient être pris en compte.Néanmoins ces phénomènes restent à étudier plus finement.

3 - Effet diurne et de latitude

Dans une première étude des facteurs correctifs f au modèle J71 nous avons mis en évidence une décroissance de la densité durant l'après midi beaucoup plus rapide que celle prévue par le modèle (Alcaydé et al, 1971). Pour une période de quelques jours l'étude des concentrations d'oxygène atomique à 400 km déduites des mesures du sondeur à diffusion incohérente conduit au même résultat (Alcaydé et al, 1971).

Cette décroissance est plus importante aux altitudes voisines de 400 km où l'oxygène atomique est un composant majoritaire qu'aux altitudes plus basses. Elle traduit donc une décroissance de la concentration d'oxygène atomique en fin de journée dans la basse thermosphère. Nous confirmerons ce résultat dans le quatrième chapitre.

Par l'étude du fichier de densité (chapitre II, §I) nous avons mis en évidence des faits nouveaux relatifs au comportement de la densité globale en fonction de l'heure locale et de la latitude :

- décroissance rapide de la densité aux pôles
- dissymétrie hémisphérique dépendant des saisons
- décroissance rapide en fin d'après-midi

Pour une description plus fine de ces effets, une étude statistique à trois dimensions a été effectuée et les résultats sont présentés sous forme de cartes (Barlier et al, 1973).

3.1. Méthode d'analyse fine de l'effet diurne et de latitude en fonction des saisons.

Le paramètre heure locale est divisé en n intervalles et le paramètre latitude en m intervalles; n.m cases sont aussi obtenues pour l'analyse des données. Les divisions de chaque paramètre ont été effectuées de façon

à donner une répartition statistiquement valable des facteurs f, dans chaque case. Nous obtenons ainsi des intervalles de 30° en latitude et de deux heures en temps (n = 12, m = 6). Il y a environ 100 données par case. Les moyennes dans chaque case sont établies à l'aide de facteurs correspondants à différentes altitudes et conditions d'activité solaire. Pour s'assurer de la validité de l'analyse, il est nécessaire d'avoir une distribution uniforme en fonction des paramètres négligés. Des vérifications ont montré qu'il en est ainsi.

En séparant les données par périodes de durée égale centrées sur les équinoxes et les solstices,il est alors possible d'effectuer une étude des effets diurnes et des effets de latitude pour les différentes saisons.

Afin de considérer directement la variation diurne de la densité totale et non pas uniquement son écart au modèle J71 nous n'avons pas utilisé le facteur f, mais un facteur B défini par :

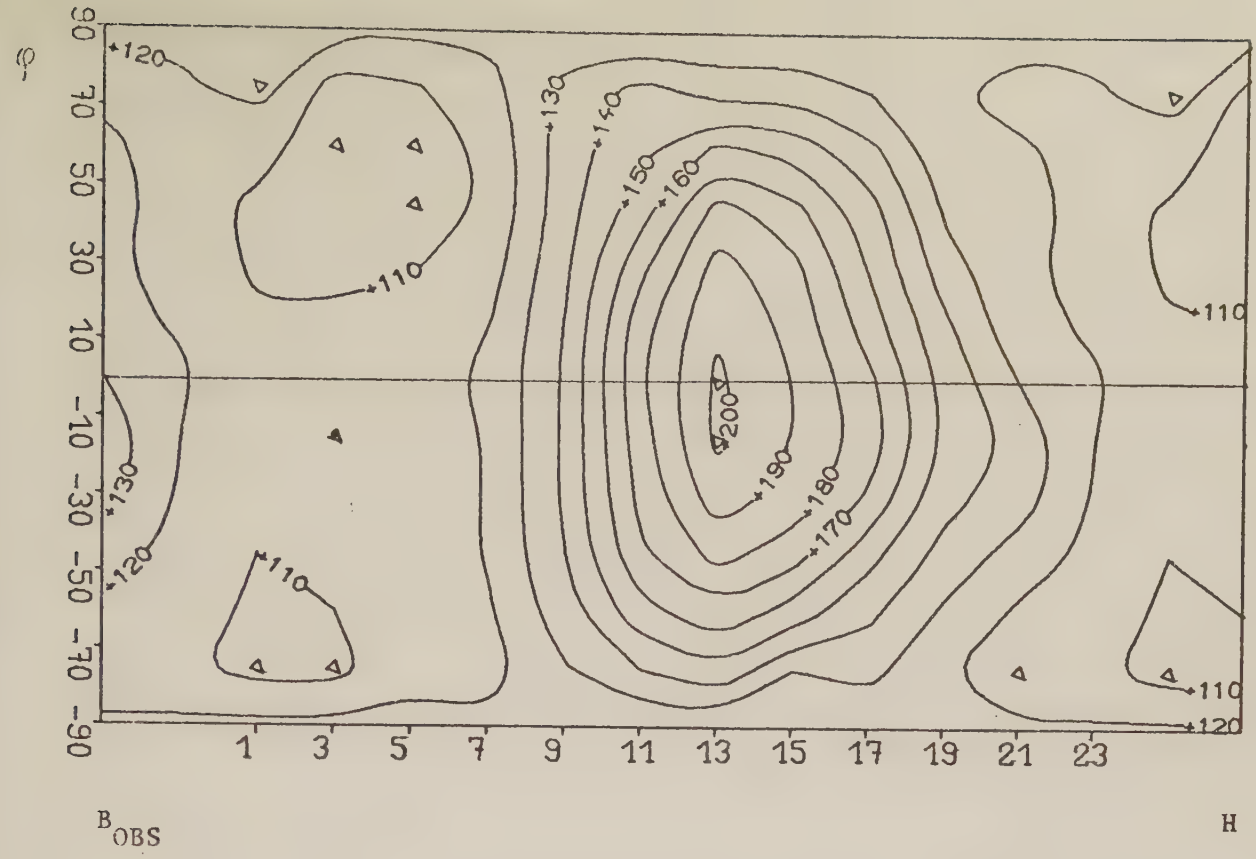
$$B_{obs} = \rho_{obs} / \rho_{min}\ (J71)$$

$$B_{J71} = \rho_{J71} / \rho_{min}\ (J71)$$

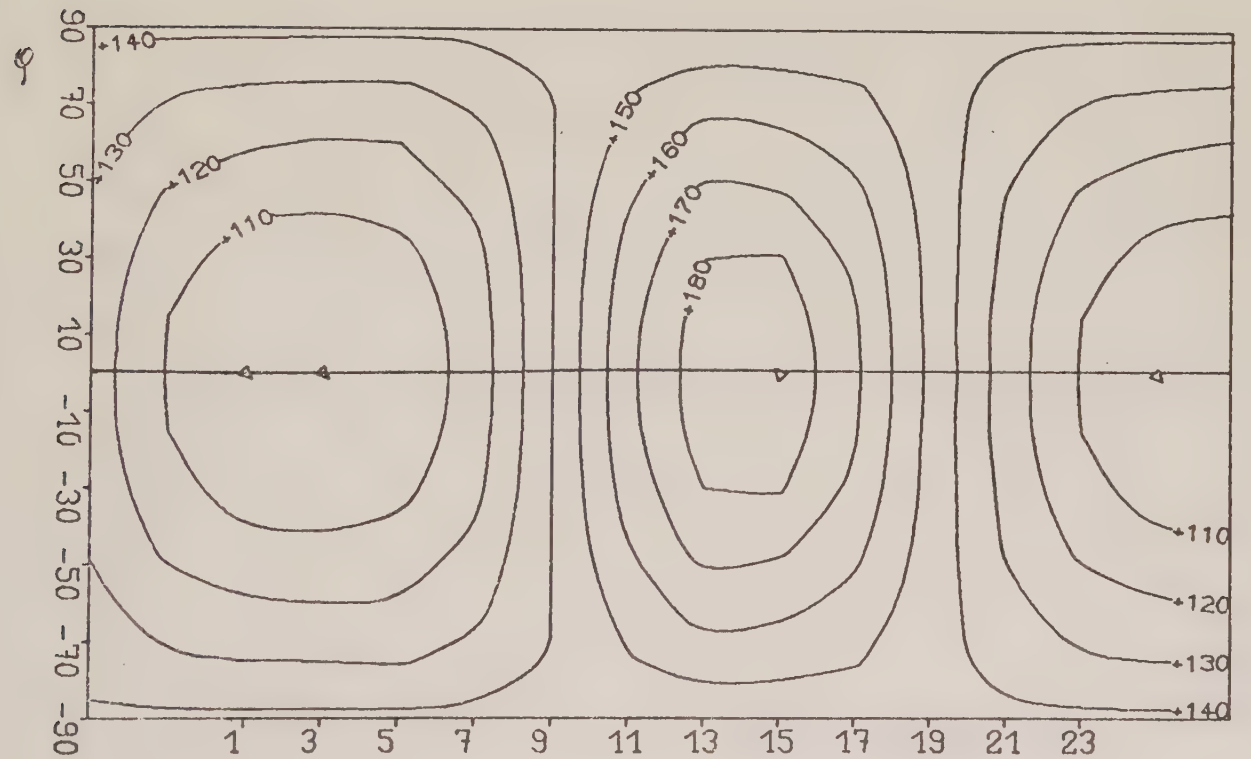
ρ_{min} (J71) représente la densité minimum de nuit du modèle qui ne dépend que des conditions solaires et de l'époque de l'année. Elle est calculée pour les conditions correspondant à chaque observation.

Nous pouvons alors tracer trois cartes heure locale-latitude, une pour les deux équinoxes groupés, une pour chaque solstice (figures 13 $\frac{a}{b}$). Chaque carte représente environ 3000 valeurs de densité. Les courbes joignent les points ayant la même valeur du rapport B. Elles sont tracées indépendamment les unes des autres. Sur les figures 13 les cartes supérieures représentent les valeurs du modèle J71 obtenues dans les mêmes conditions. Les valeurs numériques portées sur les courbes sont le rapport B multiplié par 10^2 .

Les cartes correspondent à une altitude moyenne de 280 km, elles représentent les observations entre 1967 et 1970 lorsque le flux radioélectrique moyen était de l'ordre de 150.10^{-22} Wm^{-2} Hz^{-1}.



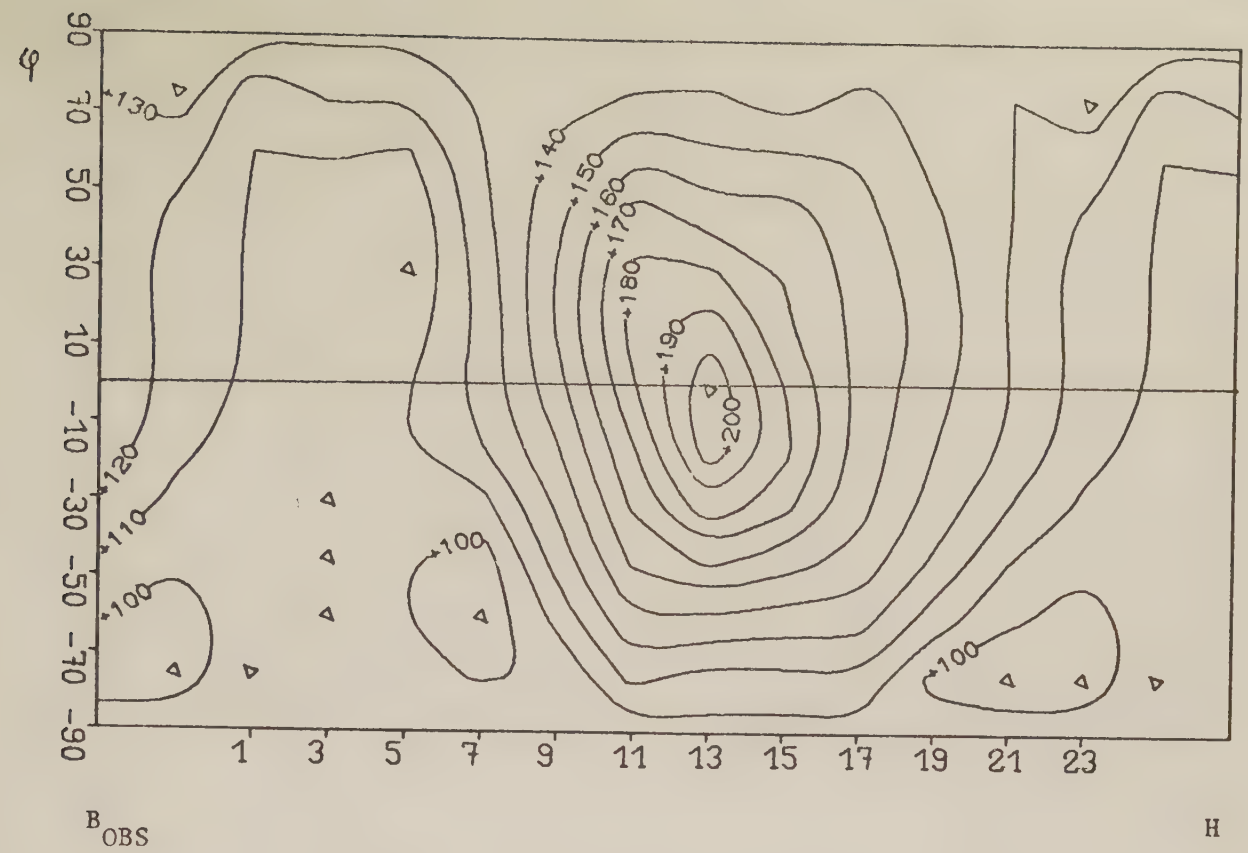
B_{OBS}



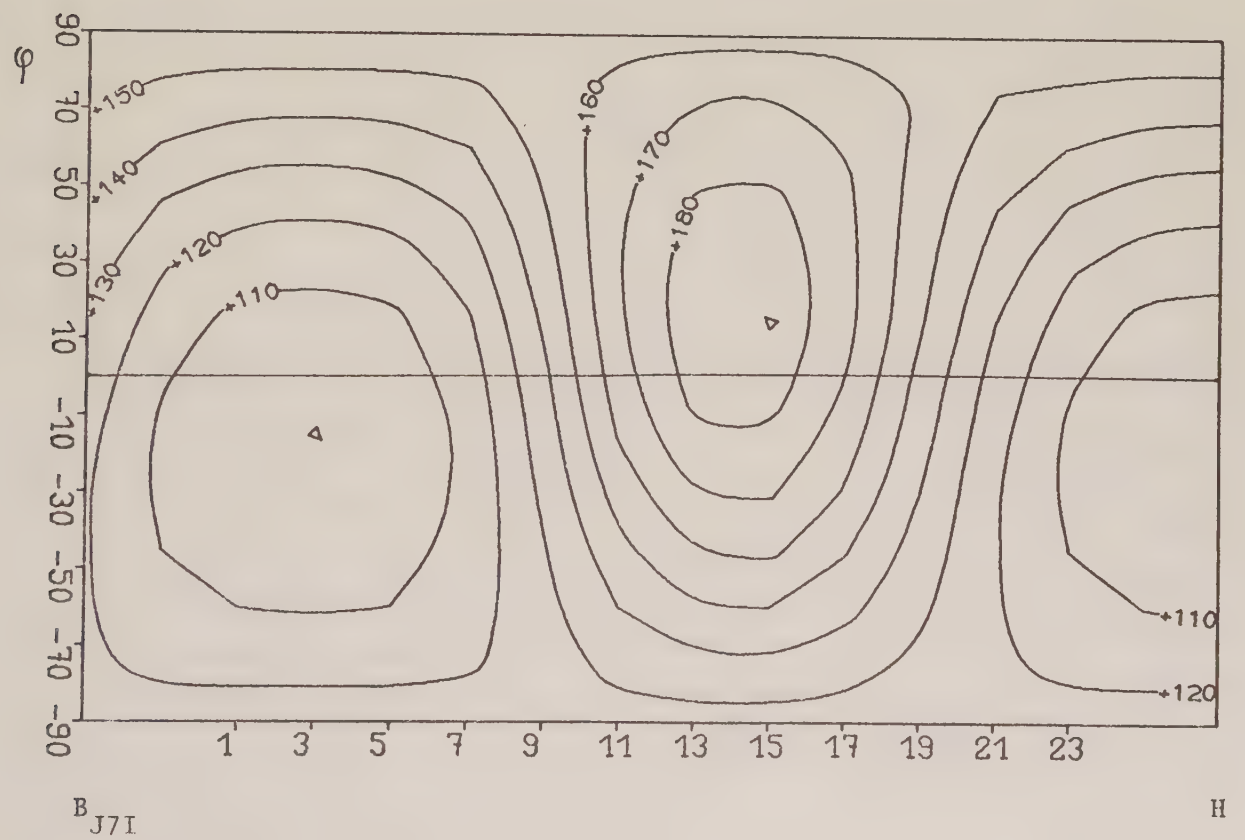
B_{J7I}

$\delta_\odot = 0°$

FIGURE 13 a



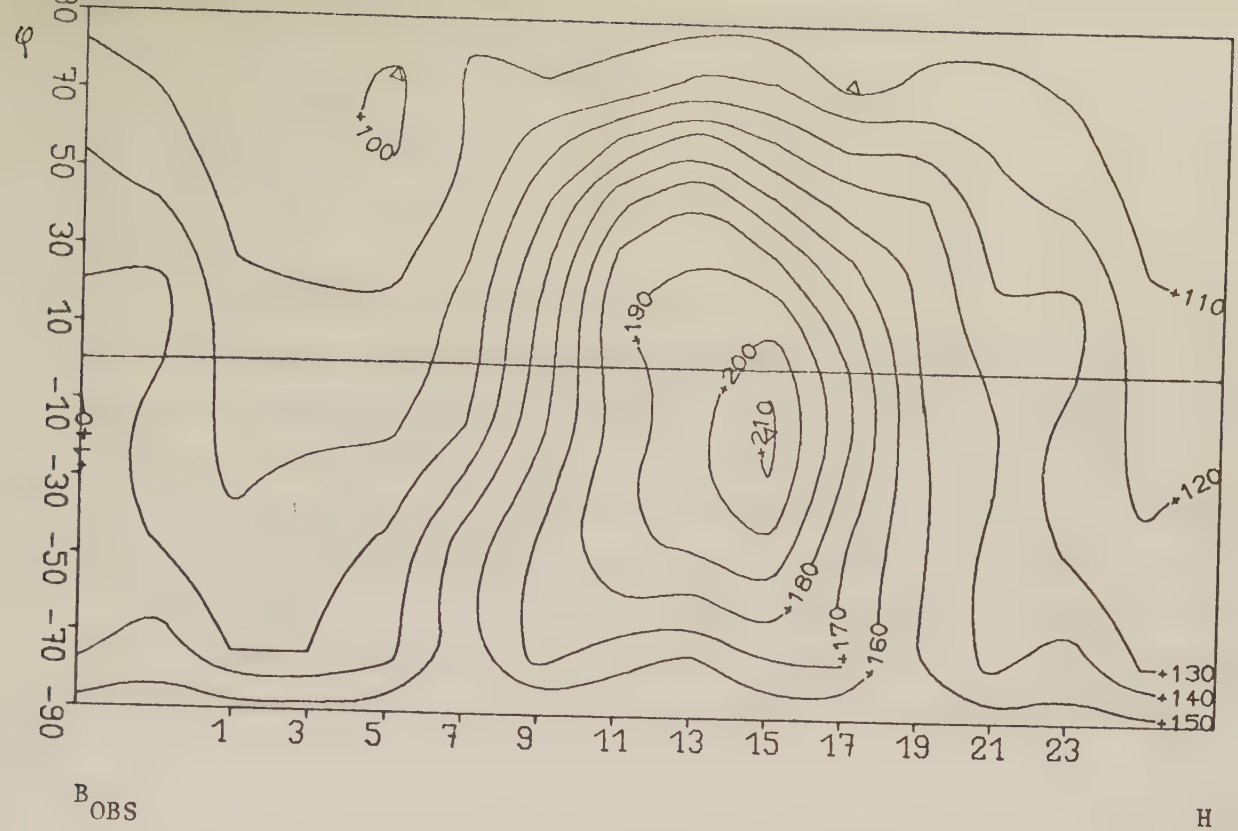
B_{OBS}

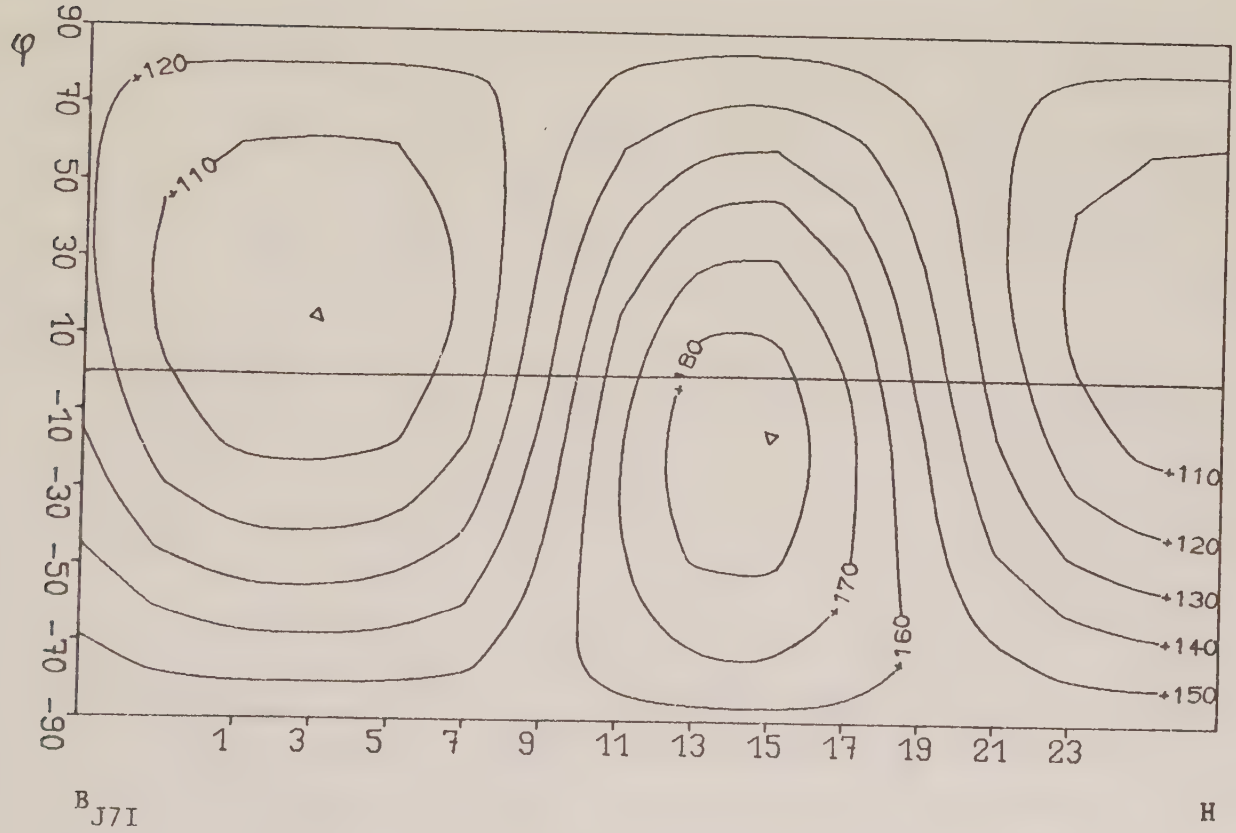


B_{J7I}

$\delta_\odot = +20°$

FIGURE 13 b





$\delta_\odot = -20°$

FIGURE 13 c

3.2. Résultats

Le modèle J71 est une première approximation valable de la réalité puisque, compte tenu de la résolution en temps de nos mesures, les heures observées des maxima et minima sont centrées sur celles du modèle et l'amplitude observée des variations diurnes diffère peu de celle de ce modèle ,généralement supérieure de 10%. En revanche, en comparant nos résultats à ceux du modèle ,nous décelons des différences significatives concernant les maxima, les minima et les gradients latitudinaux de densité et le comportement au pôle. Nous allons décrire ces différences.

3.2.1. Comportement au pôle

Les densités aux pôles sont plus faibles que celles prévues par le modèle comme l'indique le tableau 10.

Tableau 10

	Eté local		Hiver local		Equinoxes	
	B_{obs}	B_{J71}	B_{obs}	B_{J71}	B_{obs}	B_{J71}
N	1,30	1,57	1,10	1,26	1,20	1,40
S	1,50	1,57	1,08	1,26	1,20	1,40

$B_{obs} = \rho_{obs} / \rho_{min}$ (J71) $\quad B_{J71} = \rho_{J71} / \rho_{min}$ (J71)

De plus, les valeurs de ce tableau mettent en évidence une dissymétrie entre le comportement de chaque hémisphère. Si les hivers locaux sont caractérisés par un facteur B_{obs} pratiquement identique,nous observons pour l'été local un maximum de densité dans l'hémisphère Sud. La variabilité de densité entre les saisons est donc plus importante dans l'hémisphère Sud que dans l'hémisphère Nord. De plus, la différence de densité entre le pôle Nord et le pôle Sud est plus importante en décembre qu'en juin.

3.2.2. Maxima et minima de densité

Nous considérons maintenant les latitudes des points maxima et minima de densité ainsi que l'étendue en latitude de ces extrema.

Dans le modèle J71 la migration en latitude des maxima de densité suit le point subsolaire et la latitude du point de densité minimum est diamétralement opposée au point subsolaire. Les cartes sont symétriques par rapport à l'équateur si l'on inverse les deux solstices. La carte des équinoxes est également symétrique par rapport à l'équateur. Les minima et maxima sont nettement définis.

Par contre, les valeurs observées présentent une structure différente de celle du modèle.

Aux équinoxes le maximum de densité est décalé vers le Sud. Il existe deux minima de densité de part et d'autre de l'équateur, et un maximum secondaire à l'équateur. Le minimum de l'hémisphère Nord est plus proche de l'équateur que celui de l'hémisphère Sud et son extension latitudinale et horaire est plus importante. Il en résulte que le minimum nocturne de pression quitte les latitudes équatoriales pour être situé dans l'hémisphère Nord. Ceci entraîne un gradient latitudinal de densité à l'équateur qui engendre des vents transéquatoriaux dirigés vers le Nord. De tels vents sont mis en évidence expérimentalement par Thuillier (1973). Ce résultat est également compatible avec le modèle de vent basé sur l'étude d'ionogramme et des mesures des sondeurs à diffusion incohérente proposé par Harper (1971).

Des minima identiques à ceux que nous avons trouvé en densité totale peuvent être déduits des données ionosphériques. Ainsi, Thuillier (communication privée, 1975) par l'étude des données publiées par le C.C.I.R. montre l'existence de deux zones vers 60° Nord et Sud et 2-4 heures locales où la fréquence critique $f_o F_2$ est minimum. Cette particularité laisse penser que les deux types de données doivent être corrélés.

Au solstice de décembre le maximum de densité est situé dans l'hémisphère Sud alors qu'il se trouve au voisinage de l'équateur au solstice de juin, légèrement décalé vers le Sud.

Pour les deux solstices la zone de minima est beaucoup moins marquée que celle de maxima. Afin d'étudier les minima nous avons comparé entre elles les aires comprises entre les iso-courbes 1 et 1.2. Les régions des minima sont beaucoup plus étendues en latitude que dans le modèle J71 et sont centrées sur des latitudes plus élevées : $\pm$ 50°. Le minimum de juin est beaucoup plus plat que celui de décembre. Au solstice de juin dans la seconde partie de la nuit, les gradients de densité sont quasi-nuls alors qu'ils demeurent importants au solstice de décembre. Ceci est confirmé par Thuillier (1973) qui trouve que le vent méridien soufflant du Sud vers le Nord en janvier a une vitesse supérieure à celui soufflant du Nord vers le Sud en juin.

3.3. Extension des résultats aux altitudes supérieures à 280 km.

Nos résultats correspondent à l'altitude moyenne de 280 km. Il n'est pas fondé à priori de les extrapoler à des altitudes supérieures où la composition chimique est différente. Ainsi, Orfeuil (communication privée, 1974), par une étude statistique pour différentes zones d'altitude du fichier ayant servi à l'élaboration du modèle J71, obtient une structure différente de l'effet diurne et de l'effet de latitude lorsque l'hélium devient composant majoritaire.

Les rapports B portés sur les cartes (figure 13) sont valables pour l'altitude moyenne de 280 km. Leur extrapolation jusqu'à 600 km qui représente la limite supérieure de validité de nos calculs doit tenir compte de la variation d'amplitude diurne de densité avec l'altitude.

Pour déterminer une densité à l'altitude Z nous écrirons :

$$\rho_{obs}(Z) = \rho_{J71}(Z) \times f$$

En supposant constant dans cette zone d'altitude le facteur correctif au modèle J71, c'est à dire une bonne connaissance de l'échelle de hauteur du modèle nous avons :

$$f = \frac{\rho_{obs}(280)}{\rho_{J71}(280)} \qquad \rho_{obs}(Z) = \rho_{J71}(Z) \times \frac{\rho_{obs}(280)}{\rho_{J71}(280)}$$

$$\rho_{obs}(Z) = \rho_{J71}(Z) \times \frac{\rho_{obs}(280)}{\rho_{J71}(280)} \times \frac{\rho_{min\ J71}(280)}{\rho_{min\ J71}(280)} = \rho_{J71}(Z) \times B_{obs} \times \frac{\rho_{min\ J71}(280)}{\rho_{J71}(280)}$$

Le tableau 11 présente les rapports de la densité maximum à la densité minimum pour la variation diurne, obtenus par Orfeuil et nous-mêmes. Le bon accord entre les valeurs déduites de données de densité différentes et traitées par des méthodes statistiques également différentes démontre la validité de nos résultats.

Tableau 11

$\frac{\rho max}{\rho min}$ Saison	Orfeuil 290 km	Cartes 280 km	Orfeuil 430 km	Cartes extrapolées 480 km
$\delta_\odot = 0°$	1.80	1.79	2.87	2.86
$\delta_\odot = +23°$	1.72	1.73	2.72	2.40
$\delta_\odot = -23°$	1.77	1.78	2.92	2.78

3.4. Conclusion

Les facteurs B_{obs} relevés avec un pas de 5° sur les cartes (figure 13) permettent d'obtenir rapidement, pour les conditions d'activité solaire et d'altitude de notre étude, une densité observée connaissant la densité minimum J71. Nous disposons alors de trois modèles moyens pour chaque saison, très simples d'emploi. Ces modèles de densité, associés au modèle de température que nous décrivons dans le chapitre III peuvent être utilisés dans la résolution des équations de Navier-Stockes. Ils conduisent à une structure asymétrique du modèle de vents neutres en accord avec les observations (Ill et al, 1975, Clairemidi, 1976). De même, Amayenc (1975) par la résolution locale des équations met en évidence la nécessité de modifier les gradients de pression méridionaux du modèle J71 pour amener en concordance les vents méridionaux théoriques et expérimentaux. L'utilisation du modèle de densité que nous venons de définir et des températures déduites des mesures du sondeur rétablit la cohérence.

La différence de comportement entre les deux hémisphères pour des saisons identiques ressort de l'étude de ces observations. Nous verrons par la suite que ce résultat a été obtenu ultérieurement par d'autres auteurs et nous-mêmes avec des données de nature très différentes. Le rapprochement de toutes ces études permettra de donner une tentative d' interprétation des mécanismes dont la haute atmosphère est le siège. Ce travail constituera l'objet du chapitre V.

III - CONCLUSION ET DEVELOPPEMENTS FUTURS

L'étude précédente montre qu'il est possible, par l'analyse individuelle et statistique des densités , d'obtenir une connaissance significative de la structure des densités de la thermosphère; des phénomènes nouveaux ont été mis en évidence et un modèle de densité représentant mieux la réalité en a été déduit. Ce modèle peut être présenté de deux façons :

a) Par régression linéaire sur tous les points du fichier nous avons obtenu un modèle M1, général, mais limité en finesse par la largeur des zones de découpage de chaque paramètre.

b) Par moyenne géométrique des facteurs considérés comme fonction des trois paramètres heure locale, latitude et saison, nous avons obtenu un modèle M2 valable pour une activité solaire moyenne de 150.10^{-22} Wm^{-2} Hz^{-1}. Le modèle M2 est illustré par trois cartes caractéristiques d'une saison. Il a la particularité de représenter tous les détails fins des variations de densité en fonction de la latitude et de l'heure locale et a déjà été utilisé pour certains calculs de physique de l'atmosphère.

Une nouvelle méthode statistique fondée sur l'analyse factorielle des correspondances a également été mise en oeuvre sur nos données et permet d'obtenir un modèle M3. Ce procédé d'analyse est très puissant mais conduit à perdre les détails fins (les deux minima d'équinoxe par exemple).

Ces différentes méthodes ne sont pas concurentielles mais sont complémentaires.

Les résultats obtenus sont limités dans l'espace et dans le temps. Cependant, les différentes méthodes mathématiques employées avec succès pour analyser nos données demeurent valables quel que soit le jeu de données. Les programmes de calcul nécessaires à cette étude constituent un outil de base, que nous utiliserons pour la compléter en fonction de l'altitude et pour une période de faible activité solaire.

Pour compléter notre étude de nouvelles données doivent être rassemblées. Deux fichiers sont actuellement disponibles :

a) Le fichier créé pour la période d'activité solaire descendante, mars 1971 à mars 1973, par notre méthode d'analyse des trajectoires des satellites artificiels. Il comporte environ 4000 valeurs entre 150 et 250 km, c'est à dire dans une région où l'azote moléculaire est prédominant et environ 6500 valeurs entre 350 et 450 km ,c'est à dire dans une région où l'oxygène atomique domine. Nous pouvons donc obtenir à l'aide de ce fichier le comportement des deux constituants. Le dépouillement statistique dont une partie vient d'être achevée (Fernandez, 1976) donne des résultats en accord avec les nôtres.

b) Fichier de Jacchia

Jacchia nous a fourni la bande magnétique des données qui ont servi à l'élaboration de son modèle J71. Il comporte environ 50000 valeurs de densités réparties entre 250 et 1250 km pour la période 1961/1970. Une première étude statistique a été effectuée par Orfeuil (1976). Bien qu'il n'existe pas, par construction, dans le modèle de Jacchia (1971), le comportement dissymétrique entre les deux hémisphères est mis en évidence par l'étude de ses données. Les résultats sont cohérents avec les nôtres. Ils mettent aussi en évidence l'importance du paramètre altitude qui joue un rôle prédominant dès qu'il est associé à un autre paramètre, la latitude ou la date notamment. Cette propriété est naturelle puisque les résultats sont caractéristiques du comportement du constituant principal de la zone considérée et qu'il n'y a aucune raison pour que le comportement des différents constituants soit identique.

En résumé nous disposons maintenant d'un grand nombre de données réparties sur un cycle solaire complet et dans la gamme d'altitude 150 à 1250 km :

- 12.000 valeurs de densités (1967-1970) utilisées dans notre présent travail et qui correspondent à une activité solaire élevée.
- 10.500 valeurs, calculées par notre méthode et qui correspondent à une activité solaire décroissante (mars 1971, mars 1973).

- 50.000 valeurs de densités fournies par Jacchia
- Les données du micro-accéléromètre Castor, mis en orbite le 17 mai 1975 avec une inclinaison de 30° et une excentricité de 0.069.

A ces données de densité s'ajoutent des valeurs de températures exosphériques en nombre plus réduit. Il s'agit de la température mesurée par l'expérience embarquée à bord du satellite OGO.6 (juin 1969, août 1970) et du modèle de température obtenu par extension du modèle construit par Waldteufel à l'aide des données du sondeur à diffusion incohérente. Nous décrivons ces données dans le chapitre III.

Le nombre de données est suffisant pour nous permettre l'élaboration d'un modèle statistique de densité global qui fera la synthèse des travaux antérieurs. C'est dans ce sens que nous pensons étendre le présent travail. Le modèle que nous avons élaboré et son extension aux diverses zones d'altitudes et périodes apporte un élément à la connaissance de la haute atmosphère. En effet, comme l'écrit Kockarts (1975), tous les modèles (théoriques, semi-empiriques ou déduits d'observations) contribuent à ce but non seulement par leurs résultats internes, mais aussi par leur intéraction mutuelle.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA TEMPERATURE DE LA THERMOPAUSE

Les températures que nous utilisons proviennent de deux sources : L'expérience d'interférométrie (OGO F14) embarquée sur le satellite OGO.6 et les sondeurs ionosphériques par diffusion incohérente.

Les sondeurs qui, jusqu'à maintenant, ont fourni le plus grand nombre de mesures sont situés à St Santin-Nançay (45° N - 2° E), Millstone Hill (42.6° N - 71.5° W) et Arecibo (18° N - 67° W). Il existe une seule station dans l'hémisphère Sud : Jicamarca (12° S - 77° W). La fréquence des déterminations de la température permet une étude des phénomènes à longue et courte période : influence de l'activité solaire et magnétique, de la saison et de l'heure locale. Elles ont permis à Waldteufel (1971) de construire un modèle de température décrivant mieux la réalité que les modèles Jacchia qui représentent des densités. Cependant, les mesures étant effectuées dans l'hémisphère Nord aux faibles et moyennes latitudes, l'extension de ce modèle à l'hémisphère Sud a nécessité d'admettre la symétrie par rapport à l'équateur géographique pour des saisons locales identiques. Cette hypothèse n'est pas licite puisque de nettes dissymétries existent dans le comportement de l'atmosphère entre les deux hémisphères. Pour cette raison, nous avons cherché une autre source de données recueillies dans les deux hémisphères. Elles nous ont été fournies par l'expérience embarquée sur le satellite OGO.6 par Blamont-Luton (1972).

Dans ce chapitre, nous étudierons les températures déduites de l'expérience OGO F14 ($T_{OGO.6}$) et le modèle de température issu des mesures des sondeurs (T_W). Puis nous verrons comment il est possible de modifier ce modèle en tenant compte des résultats obtenus. Ce nouveau modèle sera utilisé dans la suite de notre travail (chapitre IV).

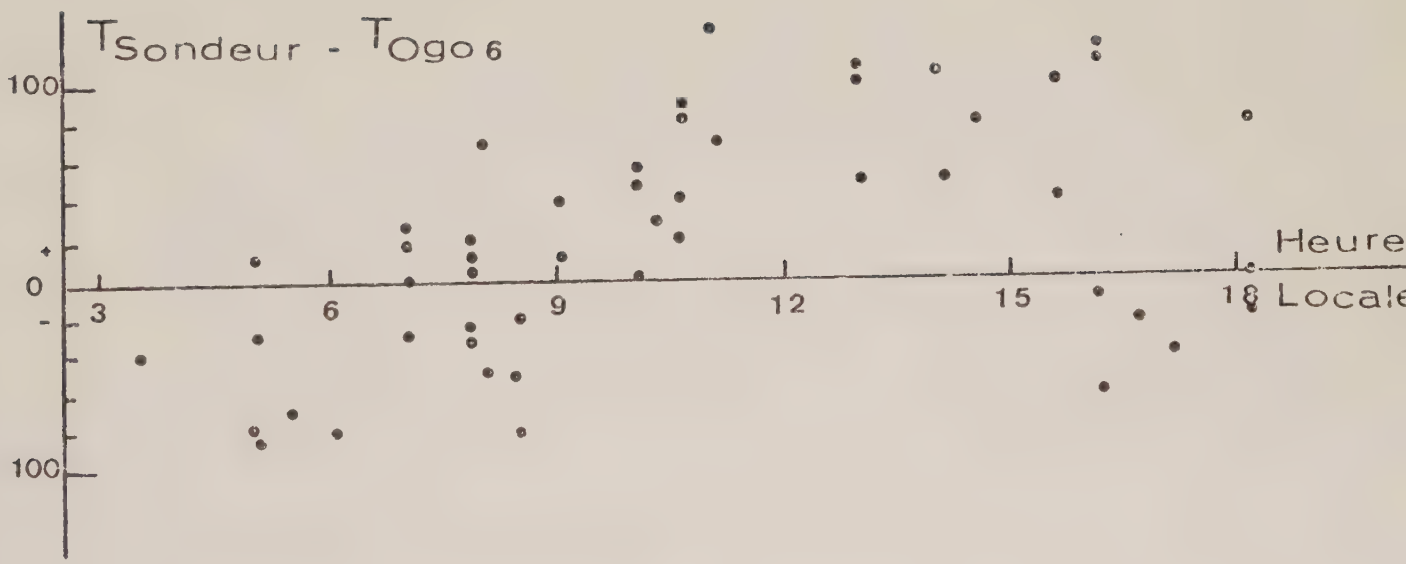


Figure 14

I - TEMPERATURES DEDUITES DE L'EXPERIENCE OGO.6

La mesure de température repose sur la détermination de la largeur Doppler de la raie interdite à 6300 Å de l'oxygène atomique. En effet, la largeur de cette raie d'émission est liée directement à la vitesse thermique des atomes, c'est à dire à la température du milieu ambiant. Le profil de cette raie est déterminé à différentes altitudes entre 200 et 350 km par un interféromètre Fabry-Pérot.

En raison de l'inclinaison de l'orbite d'OGO.6 (82°) le temps local de l'observation est presque constant pour toute latitude au cours d'une demi-révolution. Il change de 12 heures en trois mois par suite de la rotation du noeud de l'orbite. La sensibilité de l'instrument est telle que la température n'est mesurée que durant le jour, de l'aube jusqu'au coucher du soleil. La précision obtenue sur une mesure individuelle est d'environ 50 K.

Certains effets systématiques ont été mis en évidence dans la distribution des températures en fonction de plusieurs paramètres. Ces erreurs systématiques peuvent être atténuées en utilisant des critères de choix définis par Wachtel (1975). Nous avons utilisé des données qui satisfont ces critères de sélection. Néanmoins il subsiste un dernier effet systématique en fonction de l'heure locale qui n'est pas encore pleinement résolu. Il est illustré par la figure 14 où sont portées en fonction de l'heure locale les différences entre les températures déduites des mesures du sondeur de St Santin et les $T_{OGO.6}$. Nous verrons plus loin comment nous en affranchir.

Cette expérience d'interférométrie fournit actuellement les seules mesures directes, uniformément réparties sur le globe, de la température de la thermosphère.

Les mesures sont effectuées entre juin 1969 et août 1970.

1 - Présentation des données utilisées

Pour cette étude, nous n'avons pas utilisé les données brutes mais les valeurs moyennes de la température calculées par Luton (Blamont et Luton, 1971).

Cinq zones de latitude géographique ont été choisies.

Entre - 55° et - 35°	centrée à - 45°
- 35° et 15°	centrée à - 25°
- 15° et + 15°	centrée à 0°
+ 15° et + 35°	centrée à + 25°
+ 35° et + 55°	centrée à + 45°

Chaque jour cinq valeurs moyennes de température ont été calculées en utilisant les mesures obtenues dans chacune des cinq zones de latitude considérée pour des altitudes comprises entre 225 et 295 km. Par le jeu des moyennes l'incertitude sur les températures est de $\pm$ 25 K, compte non tenu d'erreurs systématiques possibles. A ces températures moyennes sont associées : l'altitude moyenne de 275 km, la latitude moyenne donnée par la valeur centrale de la zone, et l'heure locale moyenne donnée par la moyenne des heures locales correspondant à chacune des mesures de températures individuelles prise en compte.

Le comportement dans les régions polaires étant en grande partie déterminé par l'activité géomagnétique (Blamont et Luton, 1972), les données ont été limitées aux basses et moyennes latitudes.

Afin de transformer les températures mesurées à 275 km en températures exosphériques, un profil exponentiel de température neutre de la forme proposée par Bates (1959) a été utilisé. En accord avec les valeurs calculées par Waldteufel (1970), nous avons choisi comme constantes :

$s = 0.020\ km^{-1}$ $T_o(120km) = 380$ K. Les températures définitives sont présentées sur la figure 15.

Les données correspondent à 14 mois de fonctionnement et se prêtent à l'étude des phénomènes à longue période (annuel et saisonnier). Nous appellerons annuel un effet qui, pour une époque donnée, est le même quelle que soit l'hémisphère considéré, et saisonnier un effet qui, à saison locale identique, est le même dans le Nord et dans le Sud. A ces deux effets se superpose l'effet semi-annuel caractérisé par deux maxima de température en période d'équinoxe. La température est en première approximation la somme de ces trois effets.

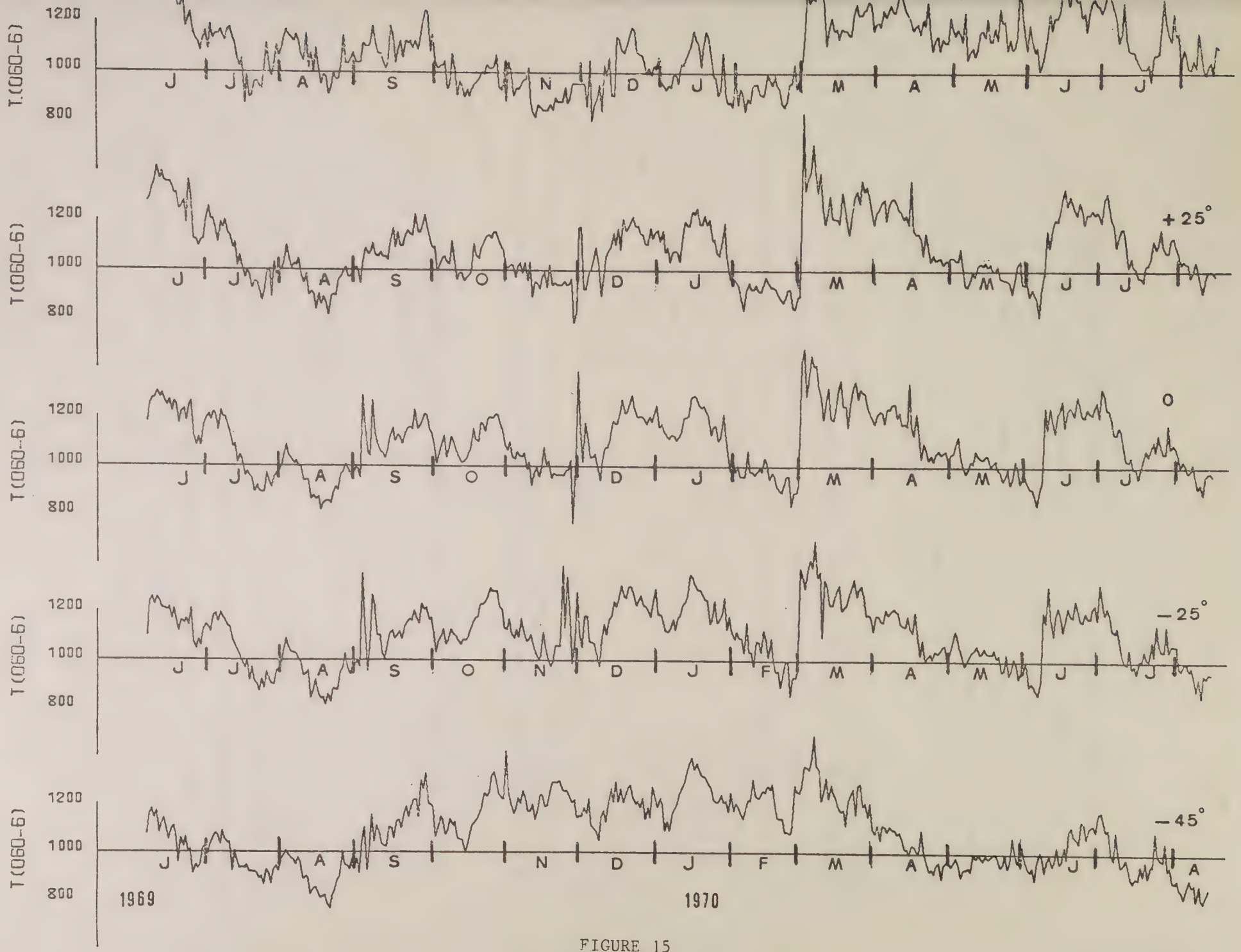


FIGURE 15

Au cours de la période d'étude le flux solaire moyen varie entre 140 et 170 10^{-22} Wm^{-2} Hz^{-1} (figure 16) ce qui, si l'on se rapporte à J71 , correspond à une excursion de température de l'ordre de 100 K. Afin d'éliminer cet effet dont l'ordre de grandeur élevé fausserait les études à longue période , nous avons normalisé les températures, pour un flux moyen et instantané de 150 x 10^{-22} Wm^{-2} Hz^{-1} et une activité géomagnétique correspondant à un indice K_p de 2, en utilisant le formalisme de J71.

Nous n'avons pas étudié l'effet diurne en raison de l'erreur systématique qui existe en fonction de l'heure locale (voir figure 14). De plus, il faut souligner que, contrairement aux mesures du sondeur, OGO.6 ne permet pas d' obtenir une variation diurne de manière directe mais seulement grâce à la rotation du plan de l'orbite. Une variation diurne (6^h - 18^h) ainsi décrite en trois mois se superpose aux effets liés à l'époque de l'année. Pour s' affranchir de cette difficulté des moyennes glissantes sur 90 jours sur les températures normalisées ont été calculées, la température étant affectée à la date du point milieu de l'intervalle considéré. Ce procédé permet également de réduire les incertitudes introduites par les réserves émises sur la variation diurne, l'écart entre $T_{sondeur}$ et $T_{OGO.6}$ étant minimum sur une moyenne diurne. Cette procédure a pour conséquence de masquer l'effet semi-annuel.

Les températures moyennées sont tracées, pour les cinq zones de latitude, sur les figures 17 $\begin{smallmatrix}a\\b\\c\end{smallmatrix}$.

2 - Etude de l'effet annuel et saisonnier

Sur les figures 17 $\begin{smallmatrix}a\\b\end{smallmatrix}$ nous avons porté les moyennes glissantes des températures pour chaque latitude considérée , les différences et les demi-sommes des températures pour 2 zones de latitudes opposées. Par cette représentation l'effet de périodicité annuelle est ainsi mis en évidence. Cet effet peut en première approximation se décomposer en un effet saisonnier avec un maximum en été local et un effet annuel avec un maximum au solstice de décembre.

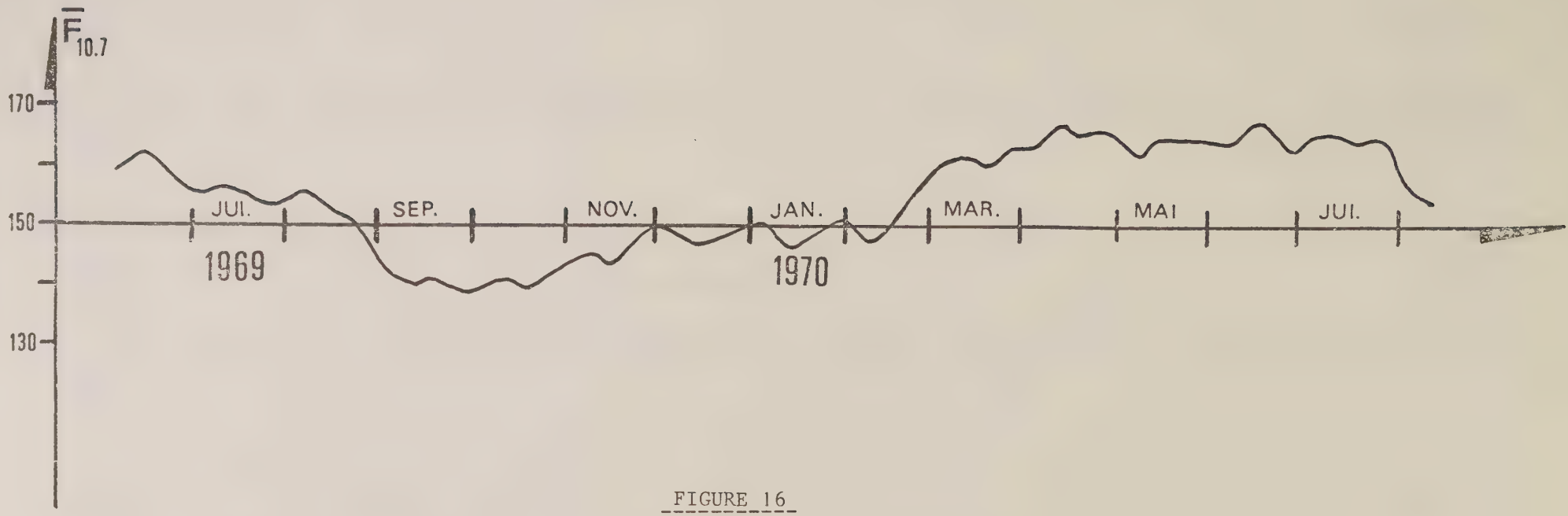


FIGURE 16

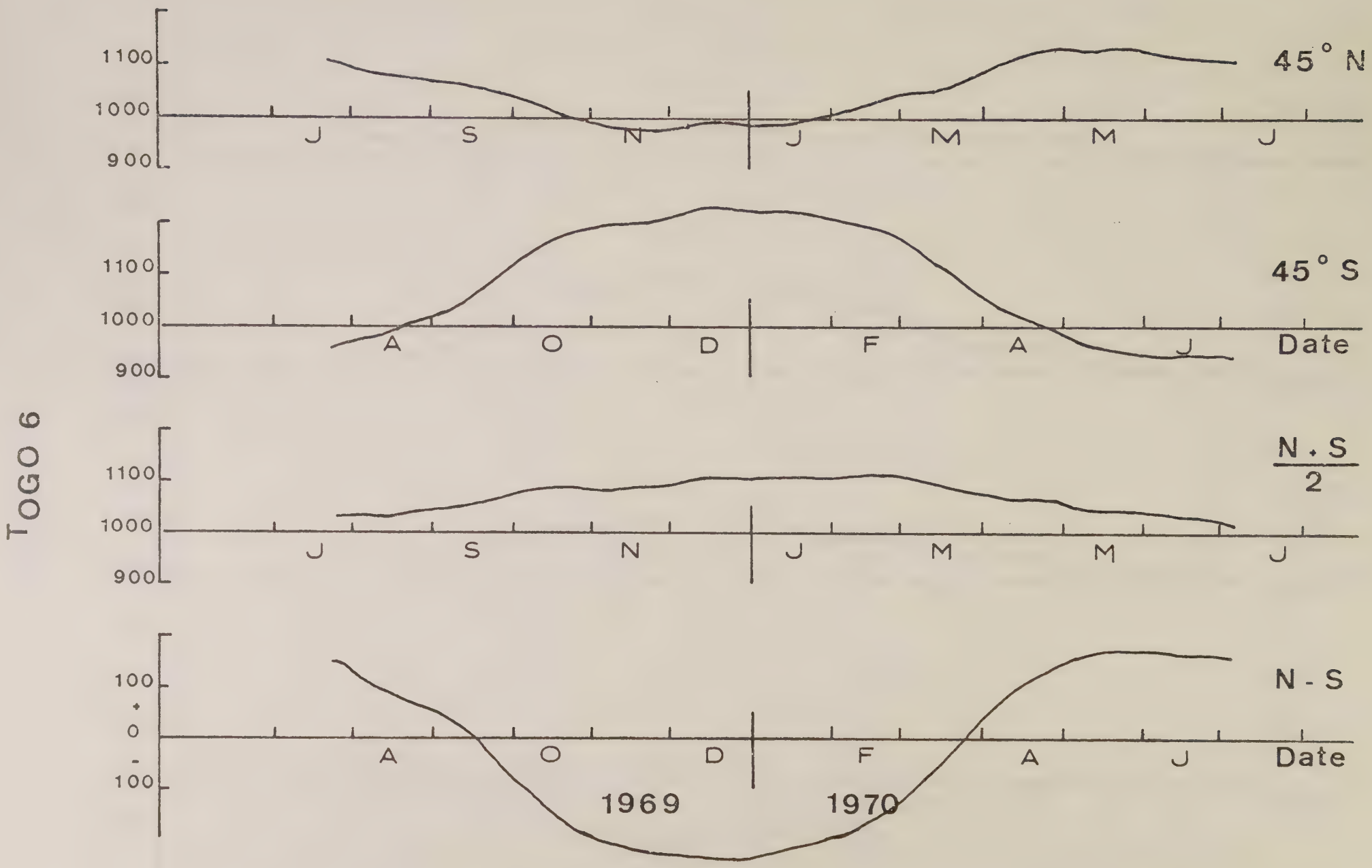

TOGO 6
1100
1000
900
J
S
N
J
M
M
J
45° N
A
O
D
F
A
J
Date
45° S
N . S
2
100
+
0
-
100
1969
1970
N - S

FIGURE 17 a

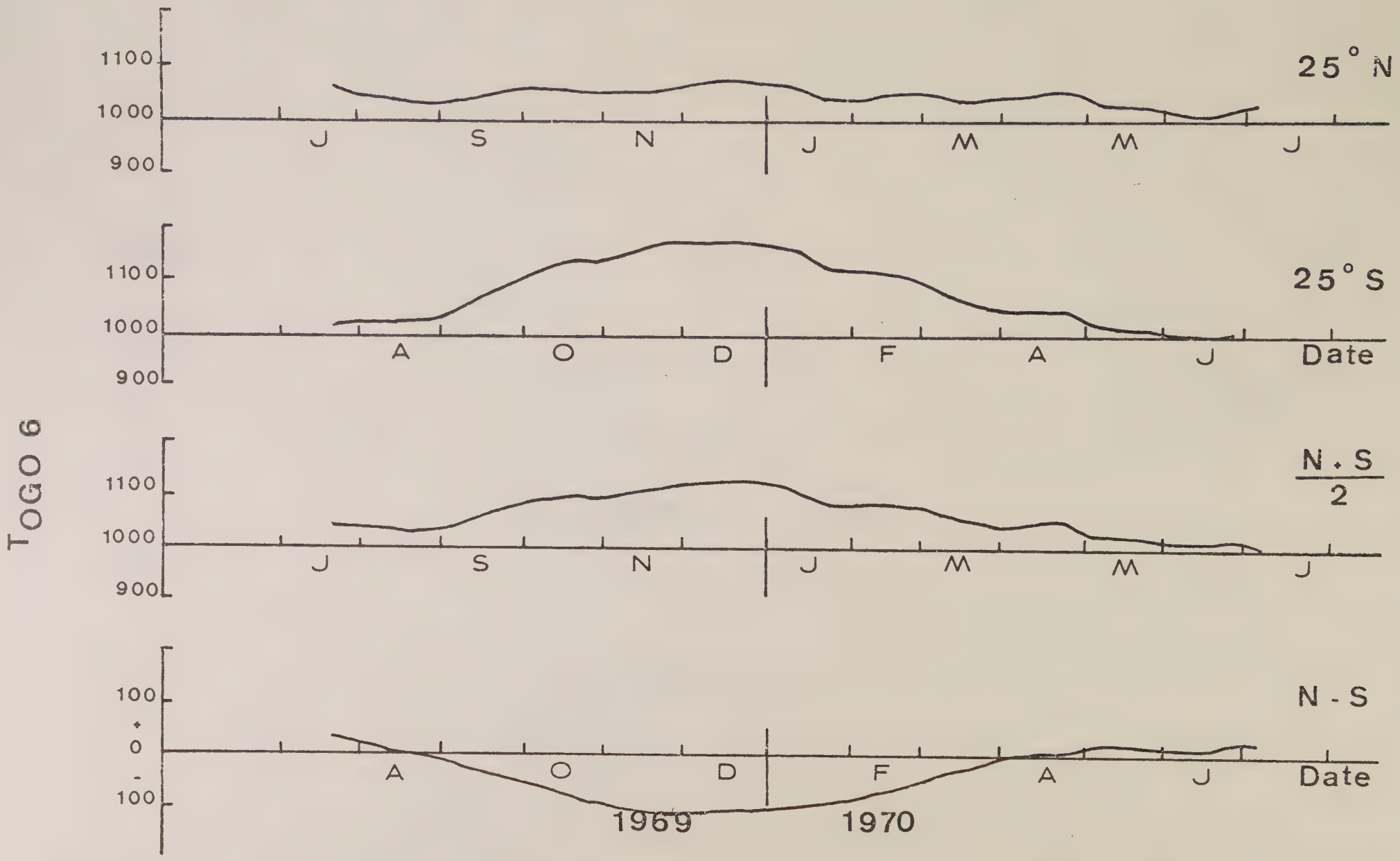

TOGO 6
1100
1000
900
25° N
J
S
N
J
M
M
J
25° S
A
O
D
F
A
J
Date
N + S / 2
N - S
100
+
0
-
100
1969
1970

FIGURE 17 b

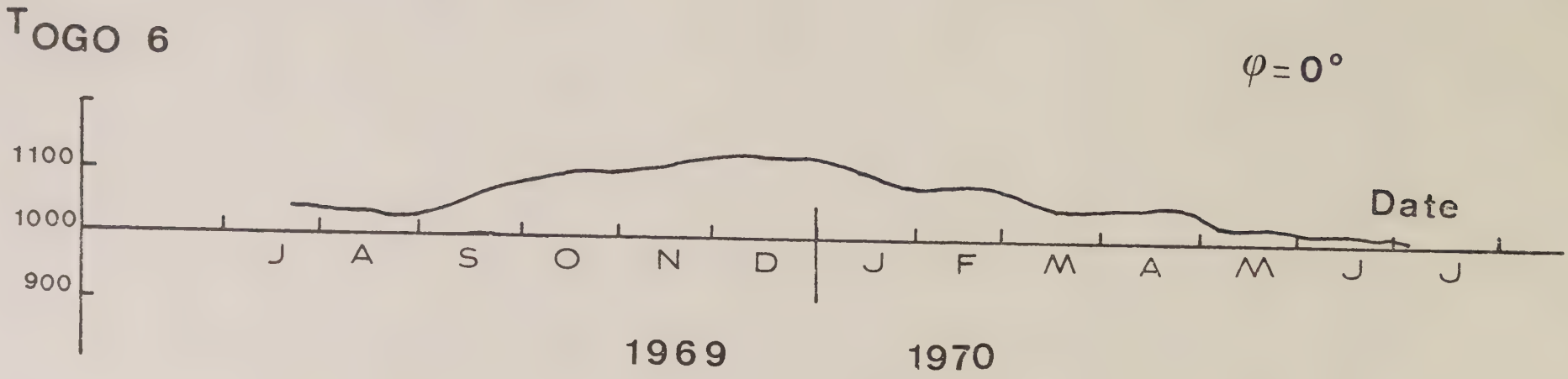
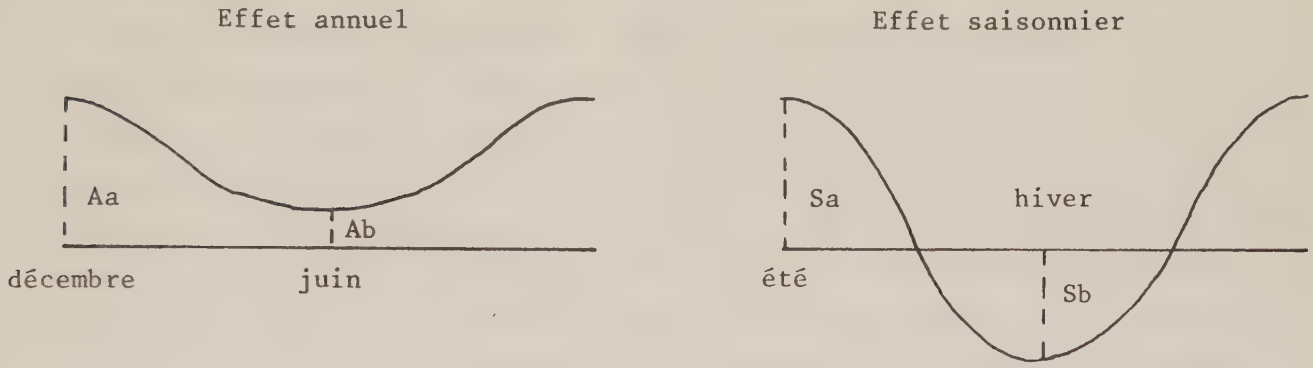


FIGURE 17 c

La superposition de ces deux effets, en phase dans le Sud et en opposition de phase dans le Nord,entraîne que l'hémisphère Sud est plus chaud que l'hémisphère Nord en été local et plus froid en hiver local. Il existe donc une dissymétrie dans le comportement des deux hémisphères, la variabilité d'une saison à l'autre étant la plus importante dans le Sud. Ce résultat rejoint celui obtenu au chapitre précédent par l'étude des cartes de densités globales à 280 km.

Le schéma de la décomposition de l'effet de périodicité annuelle est donné ci-dessous.



Les températures dans l'hémisphère Nord (T_N) et dans l'hémisphère Sud (T_S) peuvent alors s'écrire pour les deux solstices de la façon suivante :

	Solstice de décembre	Solstice de juin
T_N	Aa - Sb	Ab - Sa
T_S	Aa + Sa	Ab + Sb

Les grandeurs Aa, Ab, Sa et Sb sont des grandeurs algébriques.

L'amplitude de chaque effet peut être évaluée. Dans le tableau 12, ΔT représente la différence entre le maximum et le minimum de température.

Tableau 12

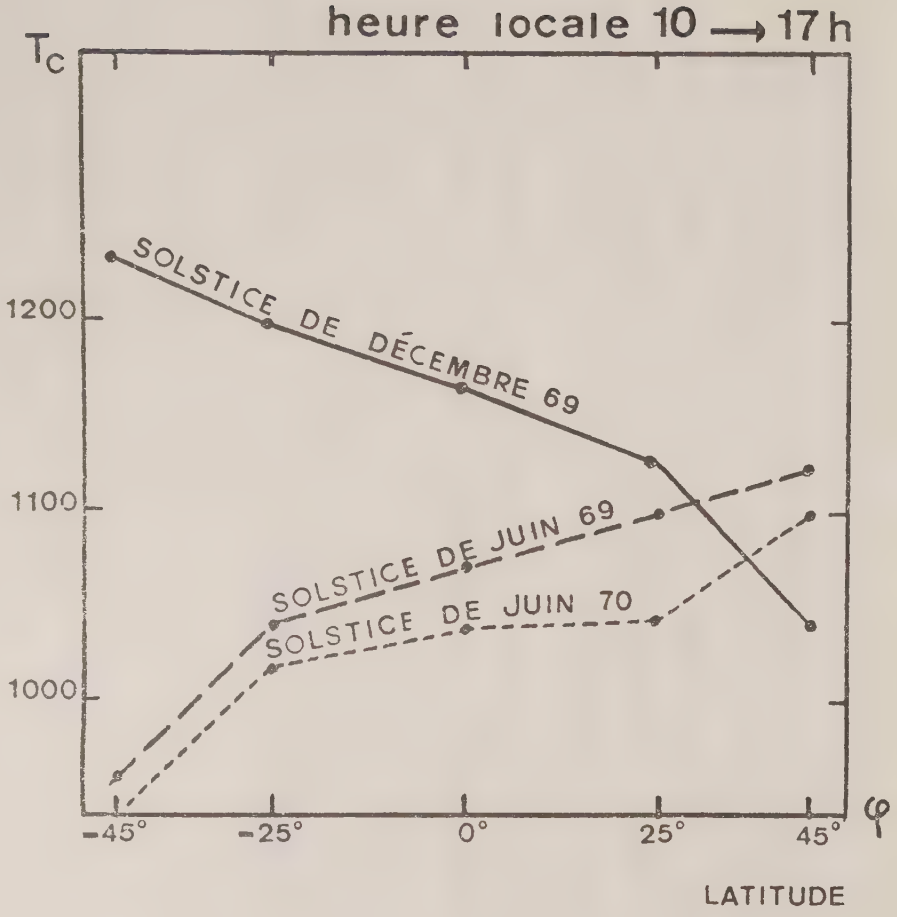
φ	ΔT annuel (Aa - Ab)	ΔT saisonnier (Sa - Sb)
45°	70°	210°
25°	110°	60°
0°	100°	0°

L'examen du tableau 12 montre que l'effet annuel augmente aux basses latitudes pour atteindre 100 K à l'équateur,alors que l'effet saisonnier diminue pour être nul (par définition) à l'équateur. Une annulation de ces deux effets semble se produire aux environs de 30° N mais nous ne pouvons chiffrer avec précision la latitude dans la mesure où les données de températures utilisées sont moyennées par zone de 20°. Ce résultat est en concordance avec l'étude des températures déduites des mesures du sondeur d'Arecibo (18° N) par Waldteufel et Cogger (1971) qui trouvent une faible variation été-hiver (30 K). La zone équatoriale ne représente donc pas un comportement moyen entre les deux hémisphères mais se comporte déjà comme l'hémisphère Sud.

A 25° de latitude la différence N-S est toujours négative ou égale à 0. L'hémisphère Sud est donc généralement plus chaud que l'hémisphère Nord durant la journée. Cette situation existe entre le 26 août 1969 et le 31 mars 1970 donc même en période d'équinoxe.

A 45°, bien que beaucoup plus faible le même phénomène se retrouve; la période où l'hémisphère Sud est plus chaud s'étendant du 16 septembre 1969 au 26 mars 1970.

A partir des données journalières normalisées, nous mettons également en évidence ces dissymétries en étudiant les variations latitudinales de la température pour les différentes saisons et pour une heure locale ou un groupe d'heures locales donné. Pour les solstices nous calculons à chaque latitude une température moyenne sur une durée de 3 mois centrée sur la date du solstice en nous limitant aux heures locales entre 10 et 17^h . Cette


heure locale 10 → 17 h
T_c
SOLSTICE DE DÉCEMBRE 69
SOLSTICE DE JUIN 69
SOLSTICE DE JUIN 70
1200
1100
1000
-45°
-25°
0°
25°
45°
φ
LATITUDE

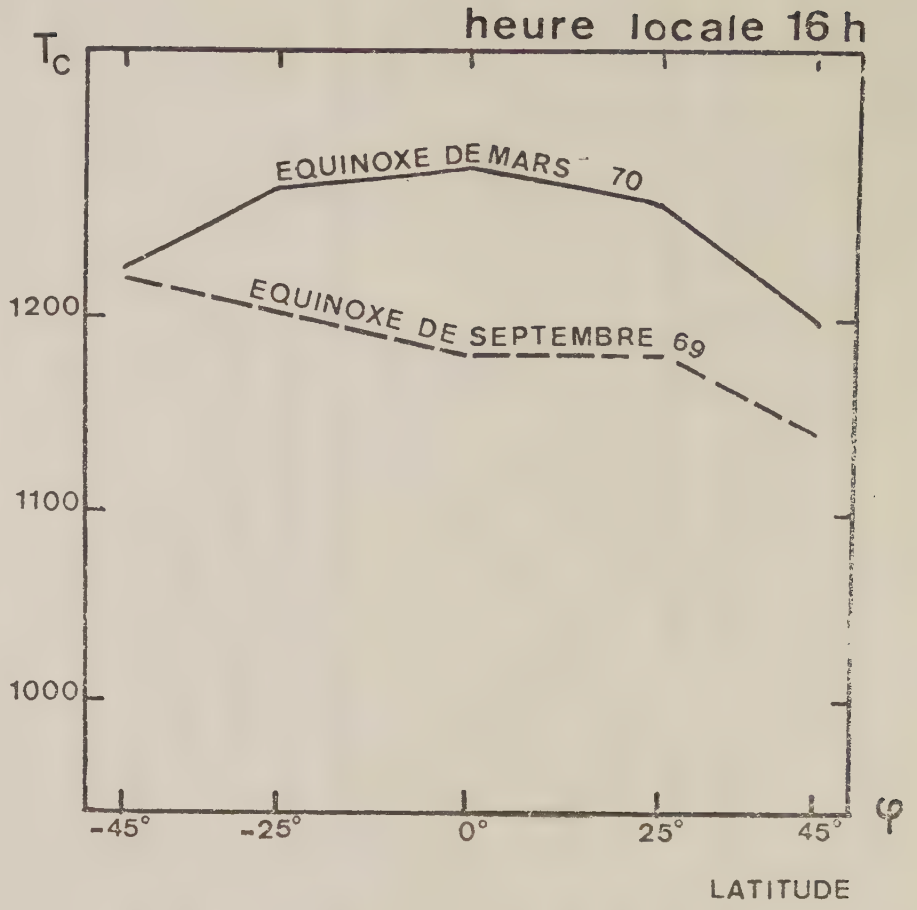

heure locale 16 h
T_c
EQUINOXE DE MARS 70
EQUINOXE DE SEPTEMBRE 69
1200
1100
1000
-45°
-25°
0°
25°
45°
φ
LATITUDE

FIGURE 18

limitation s'impose pour que, quel que soit le solstice, le nombre de points dans chaque zone considérée soit équivalent. En période d'équinoxe il devient contestable de faire une telle moyenne car la pente de la courbe température en fonction de la date est très forte (figure 17). Aussi, nous avons utilisé le fait que l'heure locale , quelle que soit la latitude, était voisine de 16^h pour calculer la température moyenne sur quelques jours autour de l'équinoxe. De plus, à 16^h la différence avec les températures déduites des mesures du sondeur est nulle (figure 14). Les résultats sont portés sur la figure 18. Les données des solstices indiquent que l'amplitude de la variation entre juin et décembre est plus grande dans le Sud que dans le Nord,ce qui implique une température en moyenne plus grande en décembre qu'en juin. Aux équinoxes nous observons que quel que soit l'équinoxe considéré, la température est plus forte dans le Sud. Il est donc vraisemblable d'admettre comme hypothèse que, pour des conditions solaires identiques, l'hémisphère Sud est capable de retenir plus d'énergie que l'hémisphère Nord ou en reçoit plus. Nous discuterons en détail cette hypothèse dans le dernier chapitre de notre travail.

3 - Comparaison avec d'autres modèles de température

Ces modèles sont les suivants :

- Modèle de Jacchia (1971), ses températures sont notées T_{J71}.
- Modèle de Waldteufel (1971), ses températures sont notées T_W
- Modèle de Hedin et al (1971), ses températures sont notées T_{Hedin}
- Modèle de Alcaydé (1974), ses températures sont notées T_{Al}
- Modèle de Salah et al (1974), ses températures sont notées T_S

Les températures fournies par ces différents modèles ont été calculées pour les mêmes conditions d'activité solaire et géomagnétiques que les températures $T_{OGO.6}$ et traitées de manière identique. Les effets de période un an en ont été déduits et sont portés dans le tableau récapitulatif 13; il nous permet de comparer les différentes valeurs et de chercher le modèle le plus apte à être modifié pour s'ajuster au mieux sur les températures $T_{OGO.6}$.

Tableau 13

φ	ΔT	$T_{OGO.6}$	T_{J71}	T_W	T_{Hedin}	T_{Al}	T_S
$\pm 45°$	Annuel Saisonnier	70 210	0 75		15 275		
$\pm 25°$	Annuel Saisonnier	110 60	0 40		20 120		
0°	Annuel Saisonnier	110 0	0 0		20 0		
+45°	Différence Eté-Hiver	140	75	185	260	110	200

3.1. Le modèle de Jacchia (1971)

Le modèle J71, par définition, contient uniquement un effet saisonnier décroissant pour être nul à l'équateur et plus faible que l'effet observé. Bien que dans le modèle J71 les températures aient été modifiées pour rendre compte de mesures plus récentes de températures et de composition, elles représentent, par essence, un intermédiaire de calcul pour obtenir les densités . Le désaccord trouvé n'est donc pas surprenant.

3.2. Le modèle de Waldteufel (1971)

La variation de 185 K donnée par le modèle Waldteufel (1971) est plus élevée que celle déterminée à l'aide des $T_{OGO.6}$ et des T_{Al}. Alcaydé (1975) rend compte de cette différence par la méthode d'obtention des températures exosphériques ayant servi à l'élaboration des 2 modèles.

Bauer et al, (1970) ajustent les températures ioniques de façon à fournir une estimation simultanée de la température (T_∞), du paramètre de pente (s) et de la concentration en oxygène atomique [O] .

En revanche, Waldteufel (1970) estime les températures exosphériques en prenant la concentration en oxygène atomique du modèle J65.

Comme [O] présente un maximum d'hiver ignoré dans les modèles J65 et J71, il en résulte un écart systématique dans l'estimation des T_W.

3.3. Le modèle de Hedin et al (1974)

Le modèle de température Hedin et al (1974) est déduit des mesures de concentrations d'azote moléculaire effectuées entre 400 et 600 km par un spectromètre de masse placé sur le satellite OGO.6 par une méthode analogue à celle employée par Jacchia dans son modèle de 1965. Les températures et les densités N_2 sont fixées à 120 km, et les températures exosphériques sont déterminées en utilisant un profil de densité type Bates (1959). Ce modèle étant fondé sur des observations effectuées par le même satellite, le désaccord peut paraitre, en première analyse, surprenant. Cependant une étude plus détaillée des données permet de l'expliquer. Alors que les températures déduites des mesures de l'interféromètre peuvent être obtenues sur tout point de l'orbite, celles déduites des mesures de N_2 ne peuvent être obtenues que lorsque le satellite est au voisinage du périgée. Ainsi, dans le premier cas ($T_{OGO.6}$) on dispose de mesures presque simultanées dans le Nord et dans le Sud alors que dans le second cas (T_{Hedin}) il est impossible d'en avoir simultanément dans les deux hémisphères. Etant donné le comportement dissymétrique des deux hémisphères, cette contrainte expérimentale est une source d'erreur. De plus, pour les deux périodes de décembre les données sont recueillies dans l'hémisphère Sud alors que pour les deux périodes de juillet elles le sont dans l'hémisphère Nord donc toujours en été local, ce qui explique la forte amplitude des variations données par ce modèle.

3.4. Le modèle de Alcaydé (1974)

Le modèle de Alcaydé (1974) est fondé uniquement sur les températures déduites des mesures du sondeur à diffusion incohérente de St Santin-Nancay (45° N) réparties sur 84 jours entre les années 1969 et 1972. Dans ce cas nous ne pouvons parler que de variations de températures décembre-juillet. Cette variation de 110 K est légèrement plus faible que celle de 140 K que nous avons calculée avec les températures $T_{OGO.6}$.

3.5. Le modèle de Salah (1975)

Le modèle de Salah est fondé sur les températures déduites des mesures du sondeur de Milston Hill (43° N) entre les années 1969-1971. La variation été-hiver de 200 K est supérieure à celle déterminée à l'aide des $T_{OGO.6}$ et T_{Al}, mais peu différente de celle donnée par les T_W.

Les températures à Millstone Hill sont déterminées de manière identique à celle utilisée par Waldteufel (1970); l'écart s'explique donc comme précédemment (3.2). Une autre source de désaccord provient de la définition du flux solaire moyen (Salah et al, 1975). A St Santin, le flux solaire est moyenné sur les trois rotations solaires précédant la date de la mesure, alors qu'à Milstone Hill il est moyenné sur les trois rotations solaires centrées sur la date de la mesure.

Si un traitement identique des données est effectué, l'écart entre les deux stations est réduit à 22 K (Salah et al, 1975).

3.6. Conclusion

En conclusion, le modèle de Alcaydé (1974) donne sur une moyenne diurne le meilleur accord avec les données OGO.6, mais il est applicable à 45° N. Le modèle de Waldteufel (1971) donne un formalisme pour calculer la température à toute latitude entre $\pm$ 45°. Il se prête donc mieux à nos calculs futurs sur tout le globe. C'est pourquoi, en dépit de sa trop forte amplitude été-hiver, nous avons choisi ce modèle pour l'ajuster sur les données $T_{OGO.6}$.

II - ELABORATION D'UN MODELE DE TEMPERATURE

La méthode du sondage ionosphérique par diffusion incohérente (Carru et al, 1966) consiste à analyser la puissance diffusée par les inhomogénéités du plasma ionosphérique excité par une onde électromagnétique monochromatique de longueur d'onde supérieure à la longueur de Debye des électrons. La puissance diffusée est répartie dans un spectre continu qui se distribue autour de la fréquence d'excitation et dépend de la densité électronique, des températures ioniques et électroniques, et de la masse moléculaire ionique moyenne. L'effet Doppler dû à la vitesse d'ensemble du plasma décale le spectre diffusé par rapport à la fréquence d'excitation. Le sondeur fournit une série continue de mesures, à un instant donné, à la verticale d'un point du globe dans la région d'altitude 90 km - 600 km. La résolution en hauteur est d'une manière générale inférieure à l'échelle de hauteur dans la zone observée. La résolution en temps pour l'acquisition d'une donnée ponctuelle est de l'ordre de quelques minutes.

Les données ionosphériques peuvent être utilisées pour déterminer la température exosphérique ($T_{Sondeur}$) pourvu que l'on se donne la forme du profil vertical de température et la densité de l'oxygène atomique à une altitude de référence (Waldteufel, 1970).

La température exosphérique est obtenue de façon continue toutes les demi-heures pendant deux jours; les campagnes de mesure ont lieu environ tous les quinze jours. La précision de cette détermination est de 2%.

Notre but dans ce paragraphe n'est pas d'étudier les mesures de températures $T_{Sondeur}$, puisque cette étude a été effectuée par de nombreux auteurs, (Waldteufel, 1970, Waldteufel et Cogger, 1971, Fontanari, 1973, Alcaydé, 1974) mais de considérer ces températures comme des données nouvelles qui remplaceraient avec succès les valeurs empiriques des modèles d'atmosphère.

Après avoir décrit brièvement le modèle construit par Waldteufel à partir des $T_{Sondeur}$ nous verrons comment il est possible de le modifier par utilisation des mesures $T_{OGO.6}$ afin d'en faire un modèle utilisable mondialement.

1 Modèle de température de Waldteufel (1971)

Waldteufel, (1971) par utilisation des températures mesurées à St Santin et Arécibo a construit un modèle de températures exosphériques.

Les mesures utilisées s'étendent entre 1966 et début 1970,mais la majorité d'entre elles correspondent aux années 1967-1968.

Pour des saisons locales identiques, le modèle est symétrique, par construction, par rapport à l'équateur géographique.

Pour les deux latitudes d'observation le maximum diurne de la température a été ajusté avec la relation empirique suivante :

$$T_{Max} = (C_1 + C_2 \bar{F}) \left[1 + C_3 \sin \left(\frac{2 \pi d}{365} - 1.40 \right) \right]$$

$$+ C_4 \left[1 + C_5 \sin \left(\frac{4 \pi d}{365} - 1.40 \right) \right] (F - \bar{F})$$

$$+ C_6 \bar{F} \sin \left(\frac{4 \pi d}{365} - 1.40 \right) + C_7 K_p$$

avec d : jour de l'année

F : valeur journalière du flux solaire à 10.7 cm

$\bar{F}$: moyenne du flux solaire sur les cinq mois précédant la mesure

K_p : indice magnétique tri-horaire

Pour donner un ordre de grandeur des différents effets,les valeurs des coefficients C_i pour Arecibo et St Santin sont données dans le tableau 14.

Tableau 14 (Waldteufel, 1971)

	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7
Arecibo	575	4.2	0.013	1.35	0.066	0.17	13
St Santin	540	4.0	0.045	1.87	0.630	0.21	16

Les valeurs des températures maximales quelle que soit la latitude sont obtenues par interpolation des coefficients C_i . Le coefficient C_3 représentatif de la variation de période 1 an, dite "saisonnière",est pris nul à l'équateur.

Afin de tenir compte de l'effet de saturation de l'atmosphère au flux solaire décimétrique (chapitre II, § I.3) , les effets pour un flux solaire supérieur à 140 ont été atténués.

Les heures des maxima h_{max} et minima h_{min} de température ainsi que l'amplitude a de la variation diurne sont données par des fonctions dépendant du jour et de la latitude. Connaissant : h_{max} , h_{min} , T_{max} , a, donc T_{min} il est possible de calculer la température diurne par la convolution d'une fonction de chauffage s (t) avec une fonction de réponse r (t).

$$s\ (t) = 1\ /\ [\ 1 + (t - t_o)^6\ /\ \delta t^6\ ]$$

$$r\ (t) = \exp\ (-\ t/\tau\ )$$

où : t est le temps

t_o = 11 heures $\qquad\qquad$ τ = 5 heures

$$\delta t = 3\ [\ 1.66\ (h_{max} - h_{min}) - 7.45\ ]$$

La température à un instant t s'exprime par la relation suivante :

$$T\ (t) = \sum_{ti=1}^{144} s\ (t + t_i)\ \ r\ (144 - t_i)$$

la dizaine de minute est prise comme unité de temps.

La fonction T (t) ainsi définie possède :
un maximum T_{sup} correspondant à l'heure locale h_{sup}

un minimum T_{inf} correspondant à l'heure locale h_{inf}

Un ajustement en température et un décalage en heure locale sont ensuite effectués afin de faire coïncider les valeurs T_{sup} , T_{inf} , h_{sup} , h_{inf} avec les valeurs T_{max} , T_{min}, h_{max} , h_{min} .

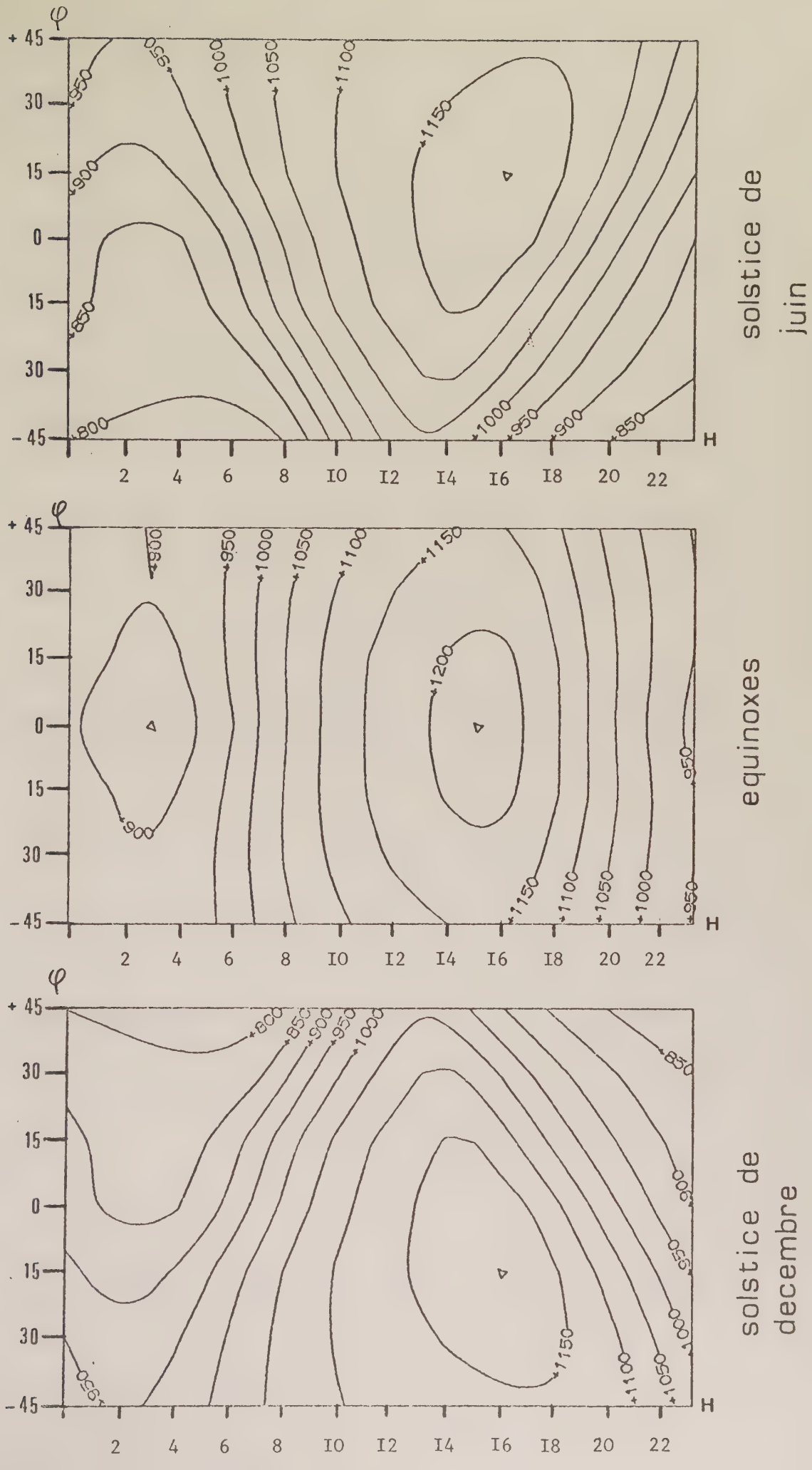

φ
+45
30
15
0
15
30
-45
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20
22
H
800
850
900
950
1000
1050
1100
1150
1200
solstice de juin
equinoxes
solstice de decembre

FIGURE 19

Pour illustrer le comportement des températures fournies par ce modèle, nous avons tracé pour une activité solaire et géomagnétique constante ($F = \bar{F} = 140$, $K_p = 1$) :

- Les cartes latitude - heure locale représentant les variations diurnes pour trois saisons (figure 19).
- L'évolution de la température maximum diurne au cours de l'année à la latitude + 45° (figure 20).

A priori, le modèle doit représenter correctement les températures observées dans l'hémisphère Nord aux latitudes tempérées. En revanche, les extrapolations au delà de 45° de latitude Nord et aux latitudes négatives ne reposent sur aucune donnée et sont sujettes à caution.

L'utilisation des mesures de températures OGO.6 nous permettra de transformer le modèle de Waldteufel (W) en un nouveau modèle, appelé WM, valable en tout point de latitude inférieure à 45° en valeur absolue.

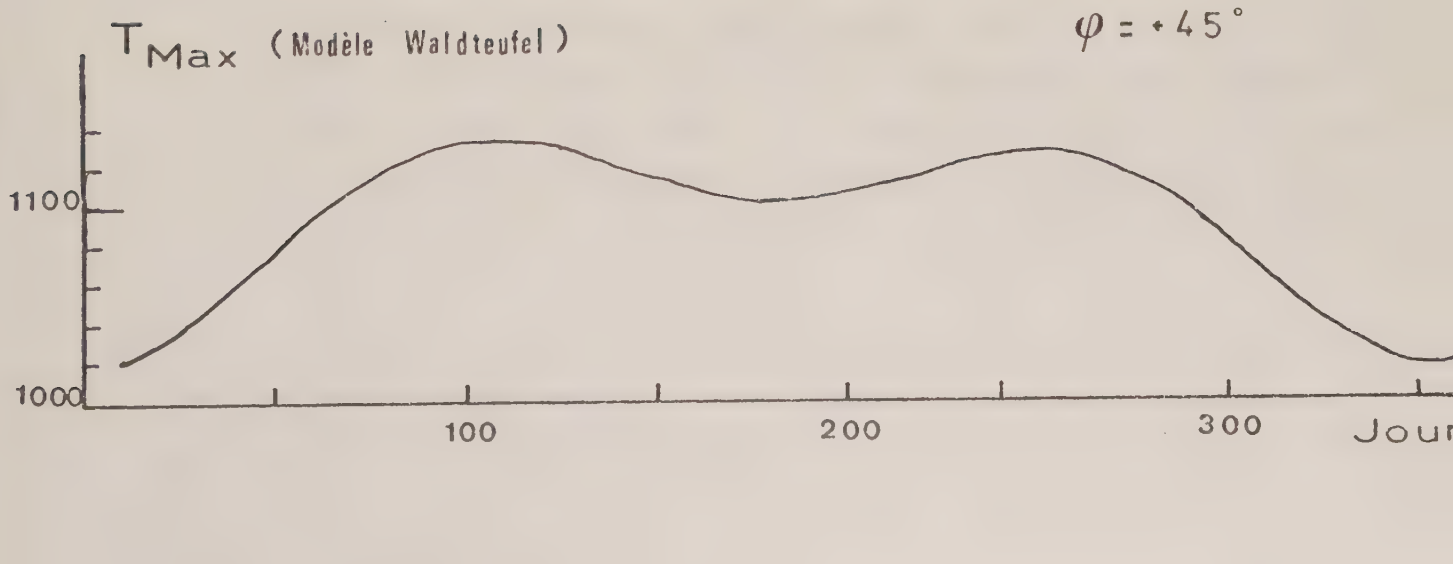


Figure 20

2 - Extension du modèle Waldteufel

2.1. Comparaison entre $T_{OGO.6}$ et T_W

Pour les paramètres moyens affectés à chaque mesure $T_{OGO.6}$ nous avons calculé la température du modèle Waldteufel, soit T_W.

Le modèle W a été conçu principalement à partir des mesures des années 1967-1970 alors que les mesures à bord d'OGO.6 ont été effectuées en 1969-1970. Ceci n'est pas un inconvénient pour les comparaisons, car la période 1967-1970 est une période particulièrement stable de l'activité solaire centrée sur un flux décimétrique de 150. 10^{-22} Wm^{-2} Hz^{-1}.

La comparaison entre les deux mesures est visualisée sur la figure 21 où sont tracés les rapports $T_{OGO.6}$ / T_W en fonction de la latitude et de la date. Sur ces courbes se retrouvent les phénomènes décrits précédemment (chapitre III, § I.2).

A 45° Nord, l'accord entre les deux types de déterminations est satisfaisant en moyenne sur une année (les rapports sont répartis autour de 1 à 10% près). Puisque le modèle W est fondé sur des mesures dans l'hémisphère Nord, ceci prouve, en moyenne, la cohérence entre les deux sources de données. Il subsiste l'écart diurne que nous avons déjà signalé (chapitre III, § I).

A 45° Sud, les températures OGO.6 observées sont plus petites que celles du modèle W en juillet-août (environ 15%) et plus grandes entre septembre et février (environ 15%). Tenant compte que le modèle est symétrique, par construction, pour les deux hémisphères, cet effet systématique indique que l'amplitude des variations été-hiver dans le Sud est supérieure à celle observée dans le Nord.

A l'équateur, le même phénomène qui est observé à 45°S, est mis en évidence mais avec une amplitude moins grande. L'écart est de 15 à 20% en juillet août. Entre novembre et janvier ils sont situés autour de un à 5% près.

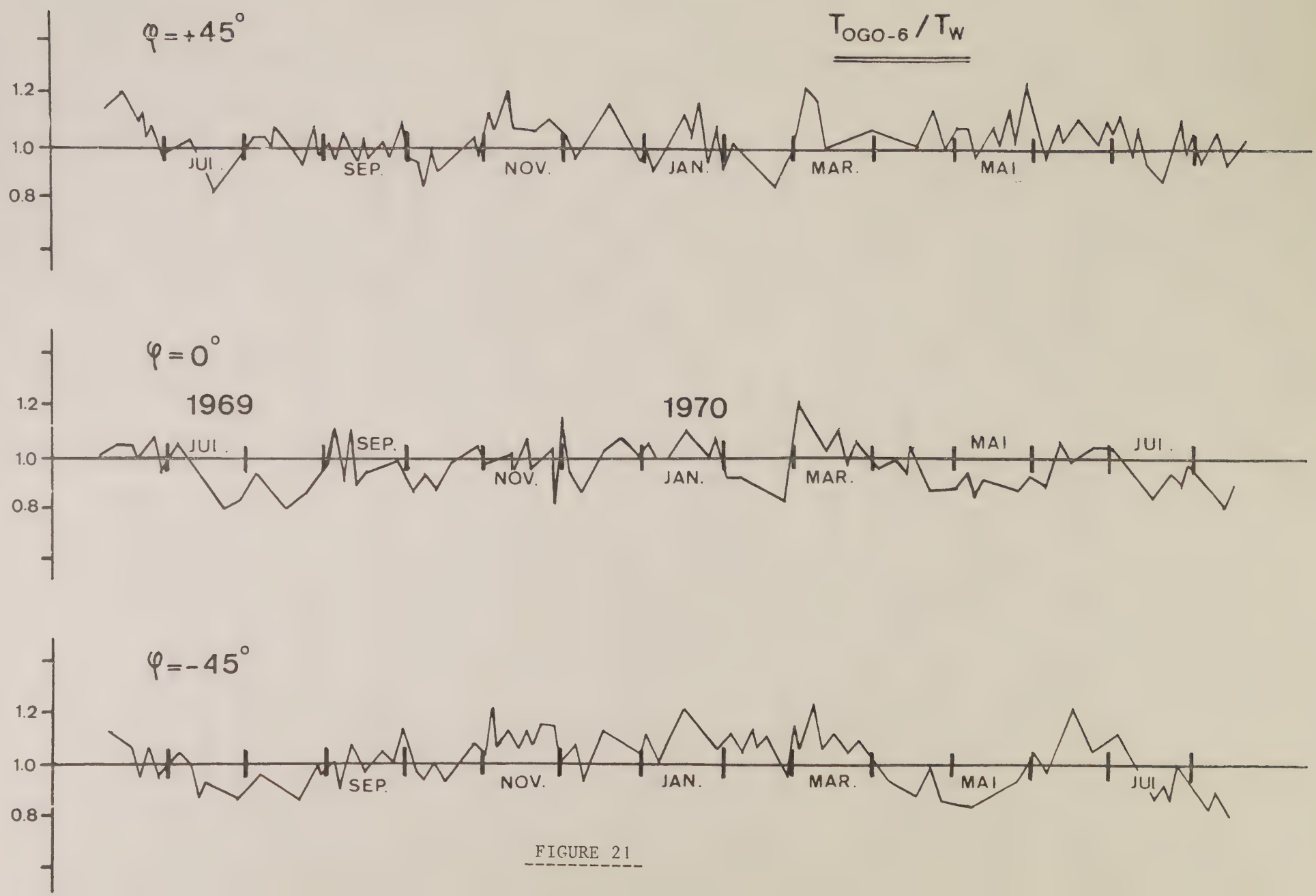

φ = +45°
T_{OGO-6} / T_W
1.2
1.0
0.8
JUI.
SEP.
NOV.
JAN.
MAR.
MAI
φ = 0°
1969
1970
JUI.
SEP.
NOV.
JAN.
MAR.
MAI
JUI.
φ = -45°
SEP.
NOV.
JAN.
MAR.
MAI
JUI.

FIGURE 21

2.2. Méthode

Afin de faire du modèle Waldteufel (noté W) un modèle utilisable mondialement nous l'avons modifié en y incluant les mesures $T_{OGO.6}$.

Deux méthodes différentes peuvent être employées. La première consiste à minimiser l'écart entre les mesures de température et les valeurs du modèle W par utilisation de la méthode des moindres carrés en prenant comme inconnues les coefficients C_i. La seconde consiste à minimiser l'écart entre le maximum et le minimum de la variation été-hiver donnée par les températures $T_{OGO.6}$ et par le modèle de température que nous voulons construire.

En raison des erreurs systématiques, la variation de périodicité annuelle est l'unique variation que nous avons pu étudier à l'aide des températures $T_{OGO.6}$ (chapitre III, § I.1). Pour cette raison, nous avons choisi la seconde méthode et ajustons le coefficient C_3 représentatif de la variation été-hiver pour chaque zone de latitude considérée. Pour ce faire, nous cherchons quel coefficient C_3 donne, sur une moyenne diurne (6h-18h) une variation été-hiver identique à celle obtenue par l'étude des $T_{OGO.6}$.

Le modèle modifié (noté WM) ainsi construit sera donc un modèle qui diffèrera du modèle W uniquement par la variation été-hiver des températures en fonction de la latitude.

2.3. Résultats

Les nouveaux coefficients C_3 sont donnés dans le tableau 15

Tableau 15

φ	C_3 modèle W	C_3 modèle WM	Une variation du coefficient C_3 égale à 0.01 entraîne une variation de température égale à 20 K
+ 45°	+ 0.045	+ 0.025	
+ 25°	+ 0.019	- 0.035	
0°	0	- 0.045	
- 25°	- 0.019	- 0.055	
- 45°	- 0.045	- 0.090	

De par la méthode employée pour la détermination des coefficients C_3, les résultats obtenus rendent compte des conclusions tirées de l'étude des températures $T_{OGO.6}$: La variation été-hiver est supérieure dans l'hémisphère Sud que dans l'hémisphère Nord et la zone d'annulation des effets annuels et saisonniers est située dans l'hémisphère Nord.

Pour évaluer l'amélioration fournie par le modèle WM ainsi modifié, les températures T_{WM} de ce modèle ont été calculées pour les conditions des mesures des températures $T_{OGO.6}$. Nous avons déterminé les rapports :

$$R = T_{OGO.6} / T_W \quad RM = T_{OGO.6} / T_{WM}$$

Le tableau 16 donne le pourcentage des mesures pour lesquelles les rapports R et RM ne s'écartent pas plus de 10% de l'unité.

Tableau 16

φ	R	RM
+ 45°	83%	83%
+ 25°	62%	67%
0°	60%	68%
- 25°	72%	74%
- 45°	63%	75%

L'amélioration la plus importante a lieu à l'équateur et à 45° S. Ce fait n'est pas surprenant puisque le modèle W a été construit uniquement avec des données recueillies dans l'hémisphère Nord.

Le modèle WM améliore donc, non seulement la représentation de la variation été-hiver, mais également la représentation individuelle des données de température.

3 - Conclusion

Nous avons étudié les effets à longue période sur les températures exosphériques et présenté un modèle de distribution de la température exosphérique valable jusqu'aux latitudes tempérées ($\pm$ 45°).

Le modèle WM est valable uniquement en période de forte activité solaire. Il pourra être adapté facilement aux périodes de faible activité solaire si les mesures de températures correspondantes sont effectuées.

CHAPITRE IV

ETUDE DE L'OXYGENE ATOMIQUE A 200 KM

Dans les deux chapitres précédents, nous avons montré que les observations nous donnaient accès à deux paramètres de l'atmosphère : les densités totales et les températures exosphériques. Ces paramètres ont un comportement différent de celui prévu par les modèles de Jacchia (1965-1971). Dès lors, le but de ce chapitre est de confronter nos différentes données et de chercher quelles modifications il faut apporter aux modèles afin d'obtenir une représentation plus fidèle de la réalité physique.

Dans le modèle de Jacchia (1965), les concentrations sont fixées à 120 km et le profil de température est du type donné par Bates (1959) :

$$T(z) = T_\infty - (T_\infty - T_{120}) \exp(-s(z - 120))$$

où z est l'altitude en km, T_{120} la température à 120 km et s le paramètre de pente. Les concentrations sont calculées en supposant un équilibre diffusif et en utilisant ce profil de température.

Dans le dernier modèle de Jacchia (1971),les conditions sont fixées à 90 km et le profil de température a une expression plus complexe, mais les densités totales pour une température exosphérique donnée sont identiques. Aussi, utiliserons nous le profil donné plus haut,ce qui ne modifiera pas nos résultats.

Pour rendre compatible les températures et les densités observées, il faut chercher les paramètres : T_{120}, s ou la concentration à 120 km que nous devons modifier pour que, partant des températures exosphériques mesurées, l'on retrouve, à l'altitude considérée, les densités observées. Les premiers travaux dans cette direction ont été effectués par D. Perret (1971) et Barlier et al (1971). Les données étaient composées d'environ 300 valeurs de densités réparties sur trois ans et fournies par cinq satellites, et des mesures de températures fournies par le sondeur à diffusion incohérente de St Santin (45° N). L'analyse de ces données permettait de conclure que seule une variation saisonnière de $[O]_{120}$ pouvait rendre compatibles les deux types de données.

Depuis, un modèle statistique de densité valable pour tout le globe (chapitre II) et un modèle de températures exosphériques valable entre $\pm$ 45° de latitude quelle que soit l'heure locale (chapitre III) ont été mis au point. Nous avons donc repris ce travail sur un plan entièrement statistique,et étudié l'oxygène atomique en fonction de la latitude (afin de différencier le comportement des deux hémisphères) et en fonction de l'heure locale. L'altitude de référence de 200 km a été choisie de préférence à 120 km en raison de l'incertitude sur l'hypothèse de l'équilibre diffusif et de l'existence de variations saisonnières des profils de température en dessous de 200 km (Alcaydé et al 1974).

Ces dernières années, divers auteurs ont également calculé les valeurs des concentrations d'oxygène atomique à 200 km : Alcaydé et al (1974), Hedin et al (1974), Newton et al (1975). Nous comparerons leurs résultats avec les nôtres.

I - COMPORTEMENT ATOMIQUE OBTENU A PARTIR DE NOS MESURES ET DES TEMPERATURES OGO.6

Pour déterminer les concentrations de l'oxygène atomique à 200 km nous utilisons :

- Les mesures de la température exosphérique $T_{OGO.6}$ (chapitre III, § I).
- Les valeurs de la densité à 480 km obtenues par notre méthode de calcul pour la période des mesures OGO.6 (juin 1969 - août 1970). Nous choisissons 480 km comme altitude de départ car, à cette altitude la densité totale représente à 4% près la densité d'oxygène atomique.
- Un profil vertical de température de type Bates (1959) avec pour constantes initiales :

$$T_o = 380 \text{ K} \qquad s = 0.020 \text{ km}^{-1}$$

Ces constantes représentent les valeurs moyennes données par Waldteufel (1970).

Cette méthode nous conduit aux résultats suivants concernant les variations diurne et à long terme.

1 - Variation diurne

Les valeurs individuelles des densités $[O]_{200}$ sont portées pour cinq zones de latitude sur la figure 22. Aux variations à longues périodes se superposent des variations périodiques correspondant au défilement en heure locale et permettant d'avoir une description de la variation diurne de $[O]$ entre 7 et 19 heures, heures pour lesquelles les mesures de température sont obtenues. De gauche à droite l'heure locale va périodiquement de 19h à 7h. Les changements d'heure locale ainsi que certaines valeurs en milieu de journée sont notées sur les cinq courbes de la figure 22. Il ressort de ces données une absence de régularité de la variation diurne au cours de l'année, tant au point de vue de l'amplitude qu'au point de vue de la structure. L'amplitude de la variation diurne en été local est plus faible qu'en hiver local. Aux équinoxes le comportement est intermédiaire. En hiver local la variation diurne se caractérise par une densité plus élevée le matin avec un maximum situé vers 8h suivi d'une

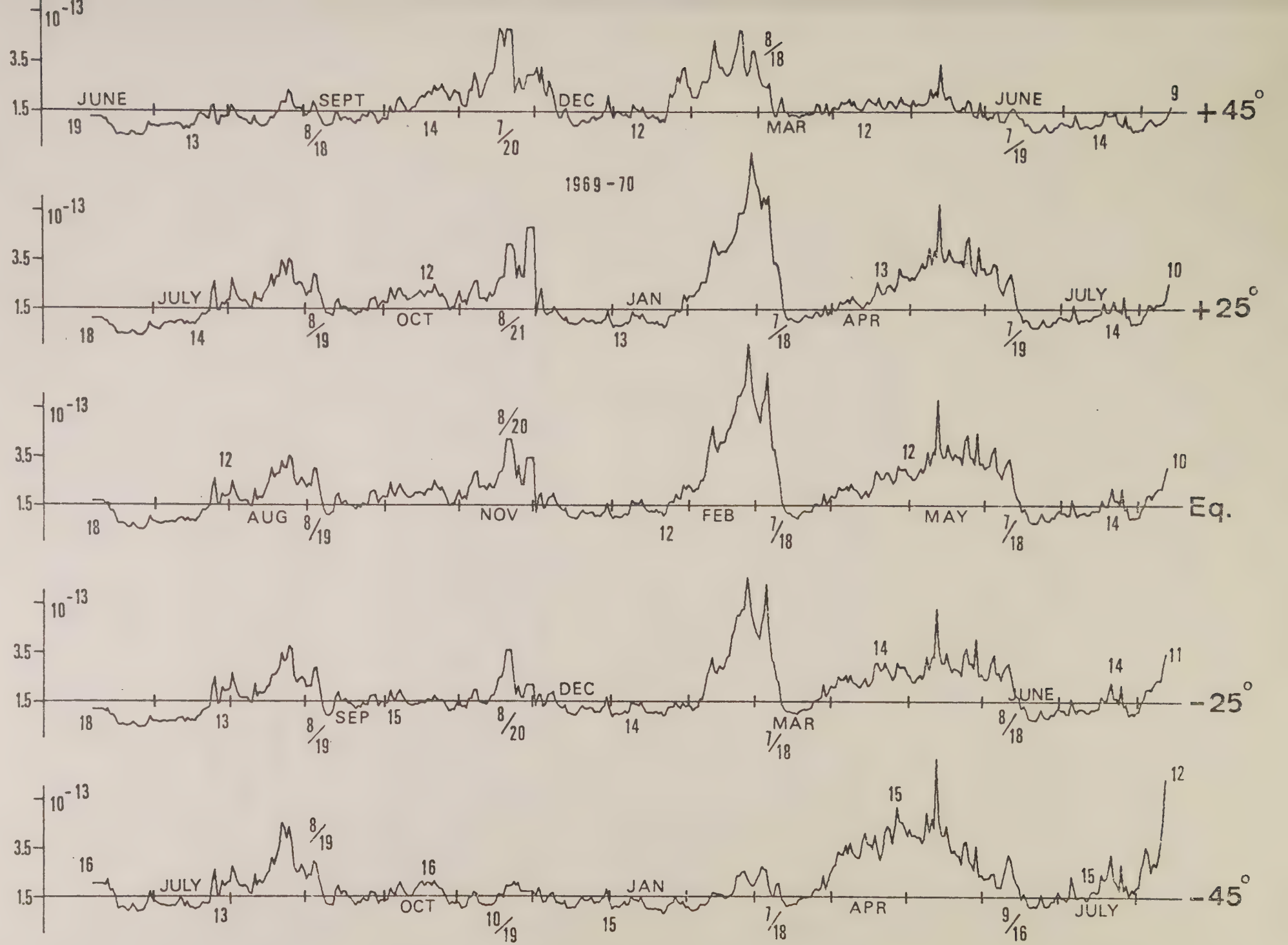

1969-70
$[O]_{200}$ g/cm^3
10^{-13}
3.5
1.5
JUNE
SEPT
DEC
JUNE
MAR
+45°
JULY
JAN
JULY
APR
+25°
AUG
NOV
FEB
MAY
Eq.
SEP
DEC
JUNE
MAR
-25°
JULY
OCT
JAN
APR
JULY
-45°

FIGURE 22

décroissance atteignant son minimum vers 14h. En été local la faible variation diurne ne permet pas de tirer de conclusion. Néanmoins, il semble que le maximum ait lieu entre 14 et 16h donc en opposition de phase avec celui de l'hiver local. Il paraît en être de même aux équinoxes.

2 - Variation à longue période

Pour l'étude des phénomènes à longue période des moyennes glissantes ont été effectuées de manière identique à celles effectuées sur les températures, afin d'éliminer la variation diurne (figure 23 $\begin{matrix} a \\ b \\ c \end{matrix}$).

2.1. Effet du flux solaire

Si l'on effectue la demi-somme des $[O]_{200}$ pour deux zones de latitude symétriques (figure 23 a), l'effet saisonnier est supprimé. L'on s'aperçoit alors que la courbe obtenue suit l'évolution du flux solaire décimétrique (figure 16).

A 200 km, l'oxygène atomique est légèrement sensible aux variations de la température exosphérique, mais la variation observée est trop élevée (supérieure à 20% pour toute latitude) pour être uniquement expliquée par ce phénomène. Ainsi, entre janvier et mai 1970 le flux solaire décimétrique augmente de 15 unités ce qui, si nous nous référons au modèle J71, entraîne une variation de T_∞ de 50 K. A cette variation de température correspond une variation de $[O]_{200}$ de 3%.

Nos données indiquent donc une variation de la concentration d'oxygène atomique à 200 km corrélée avec l'activité solaire. Ce résultat rejoint celui de Waldteufel et Cogger (1971) qui ont montré que des variations à long terme de l'oxygène atomique à l'altitude limite de 120 km au cours du cycle solaire étaient nécessaires pour rendre compte de leurs résultats en température.

2.2. Variation en fonction de la saison et de la latitude

Nous éliminons l'effet du flux solaire en considérant la différence des densités pour deux zones de latitudes symétriques (figures 23 $\begin{matrix} b \\ c \end{matrix}$).

a) A 45° l'effet saisonnier dominant montre que l'oxygène tend à s'accumuler sur l'hémisphère froid (hiver local). Ce résultat est en accord avec ceux de plusieurs autres études (Cox et Evans, 1970 , Waldteufel, 1970 , Barlier et al, 1971 , Hedin et al, 1974 , Alcaydé et al, 1974).

b) A 25° les résultats sont différents et il ressort une asymétrie de comportement entre les deux hémisphères. Les différences sont toujours supérieures ou égales à zéro, ce qui entraîne un maximum relatif de concentration dans l'hémisphère Nord. Ceci doit être comparé avec l'asymétrie trouvée en température où l'hémisphère Sud est généralement plus chaud que l'hémisphère Nord à 25° de latitude,et confirme la règle suivant laquelle l'oxygène atomique tend à s'accumuler sur les régions les plus froides.

c) Le comportement différent selon la latitude suggère l'étude de l'évolution de la variabilité été-hiver en fonction de la latitude. Dans ce but, la valeur moyenne de la densité a été calculée pour une période d'environ 20 jours ,centrée sur les solstices de l'année 1969. Elle est portée sur le tableau 17a et la figure 24. Il apparaît alors une plus grande variabilité dans l'hémisphère Nord et un décalage vers le Sud de la latitude d'égale densité. Le rapport 1.75 entre décembre et juillet trouvé à 45° N est en accord satisfaisant avec le rapport 1.5 donné par Alcaydé et al (1974) à 200 km.

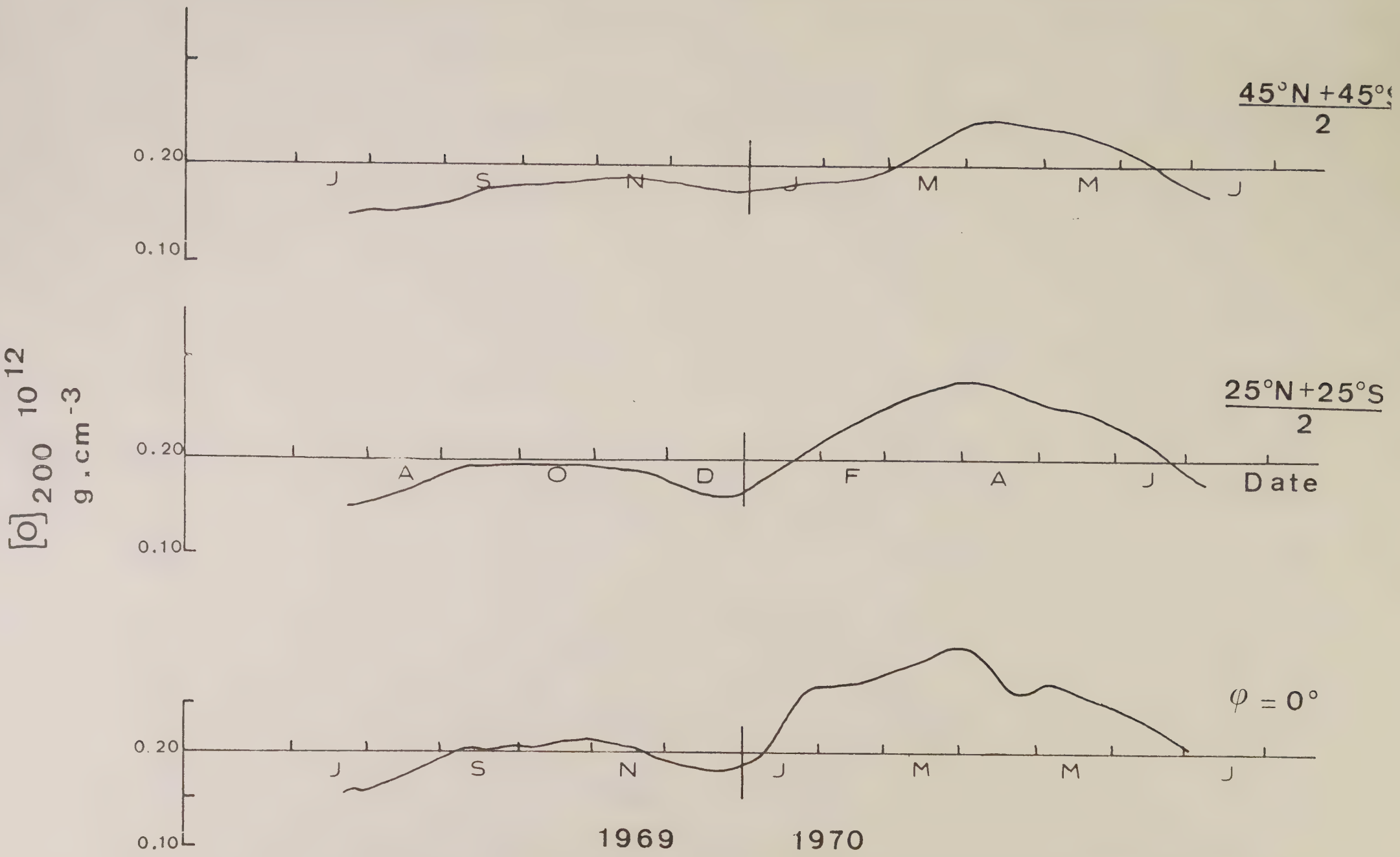

45°N +45°S
2
25°N+25°S
2
φ = 0°
[O]200 10^12 g.cm^-3
0.20
0.10
J
S
N
J
M
M
J
A
O
D
F
A
J
Date
1969
1970

FIGURE 23 a

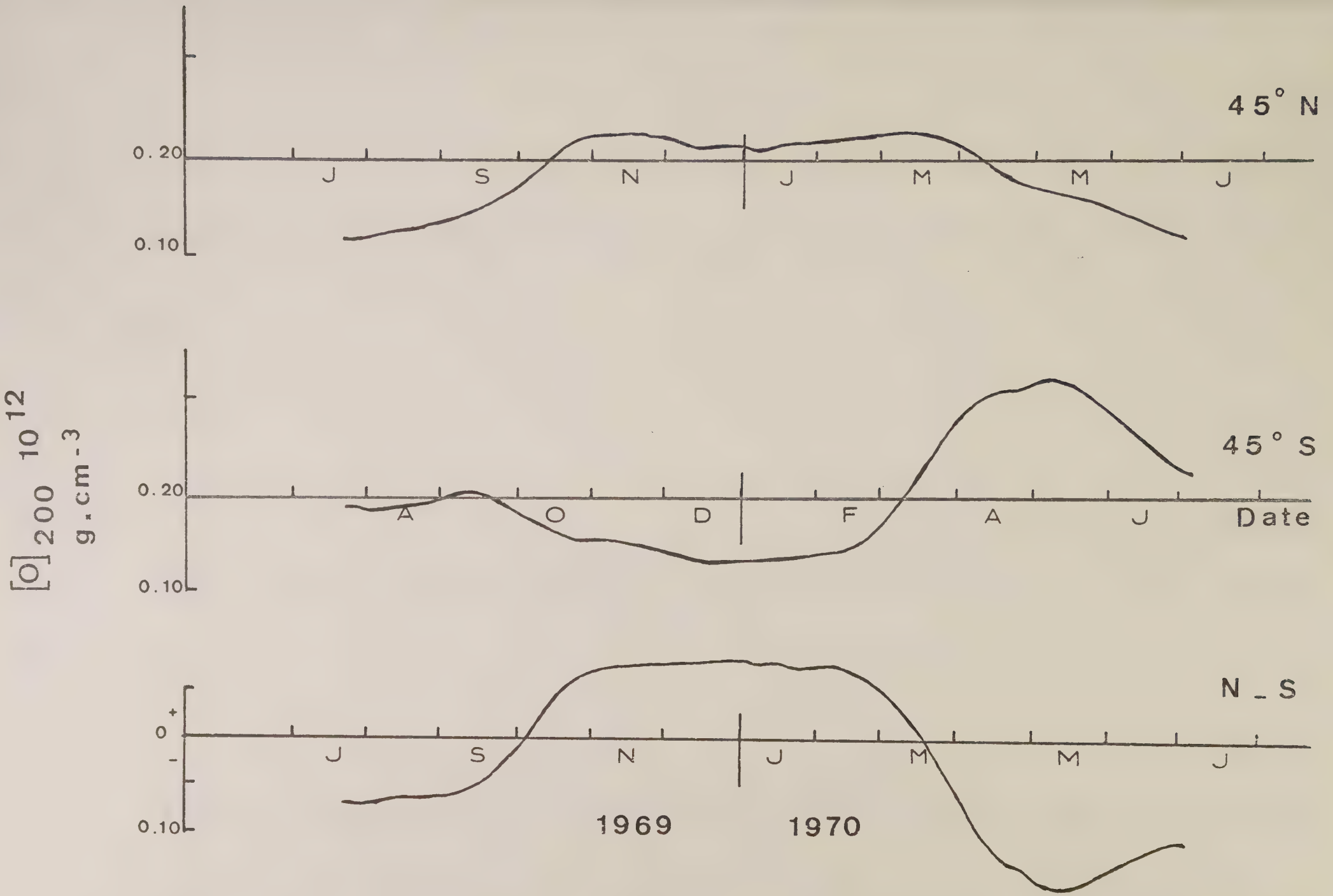

45° N
0.20
0.10
J
S
N
J
M
M
J
45° S
0.20
0.10
A
O
D
F
A
J
Date
N _ S
0
+
-
0.10
J
S
N
J
M
M
J
1969
1970
[O]200 10^12 g.cm^-3

FIGURE 23 b

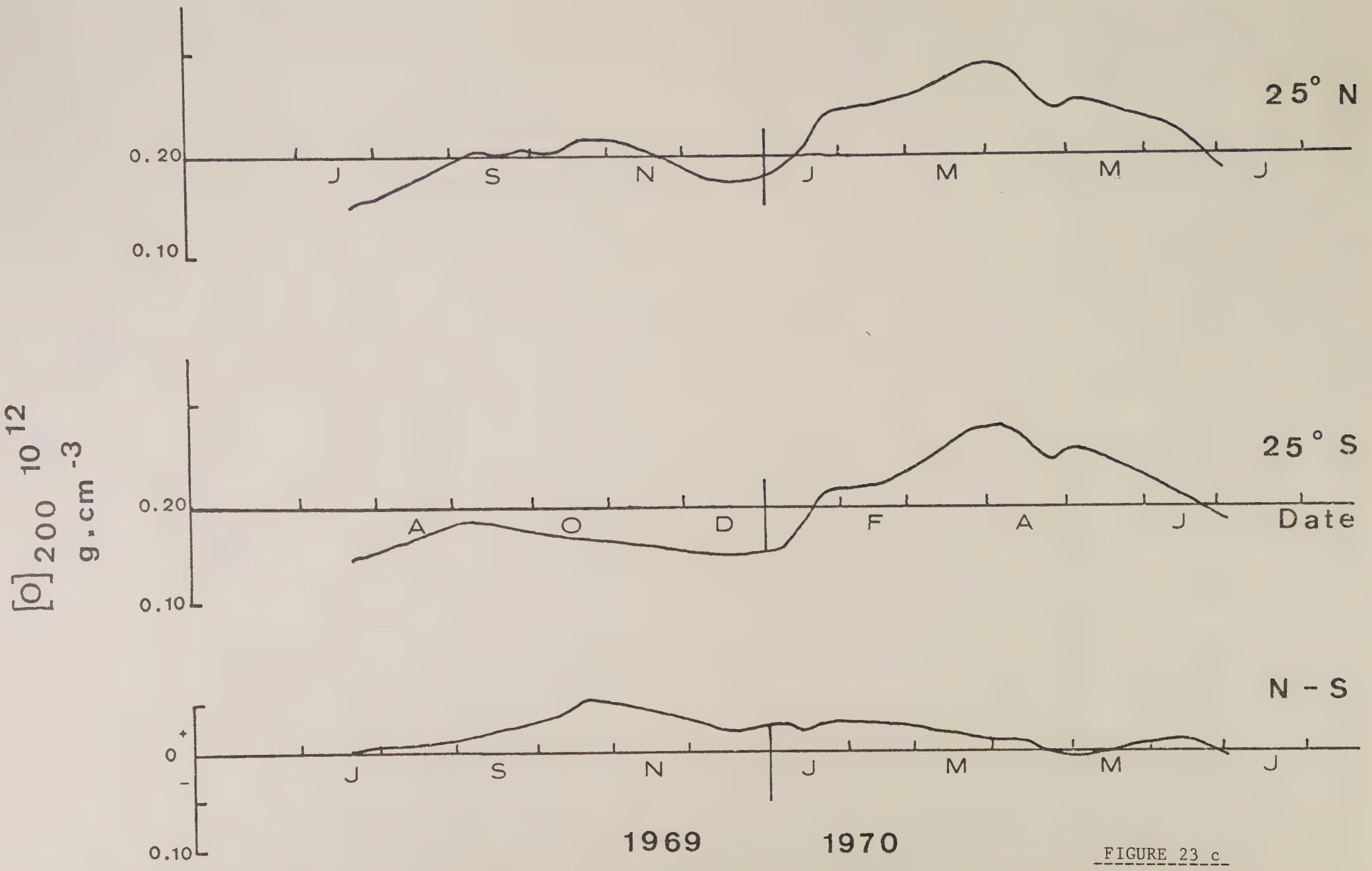

25° N
0.20
0.10
J
S
N
J
M
M
J
25° S
0.20
0.10
A
O
D
F
A
J
Date
N - S
0
+
-
0.10
J
S
N
J
M
M
J
1969
1970
[O]200 10^12 g.cm^-3

FIGURE 23 c

TABLEAU 17 a

Latitude / Epoque de l'année	+45°	+25°	0	-25°	-45°
Décembre 1969	0.21 E-12	0.17 E-12	0.18 E-12	0.15 E-12	0.13 E-12
Juin 1969	0.12 E-12	0.15 E-12	0.16 E-12	0.15 E-12	0.19 E-12
Hiver local / Eté local	1.75	1.13		1	1.46

TABLEAU 17 b

Latitude / Epoque de l'année	+45°	+25°	0	-25°	-45°
Solstice de Décembre	0.23 E-12	0.16 E-12	0.14 E-12	0.14 E-12	0.15 E-12
Solstice de Juin	0.12 E-12	0.13 E-12	0.13 E-12	0.16 E-12	0.24 E-12
Hiver local / Eté local	1.91	1.23		1.14	1.60

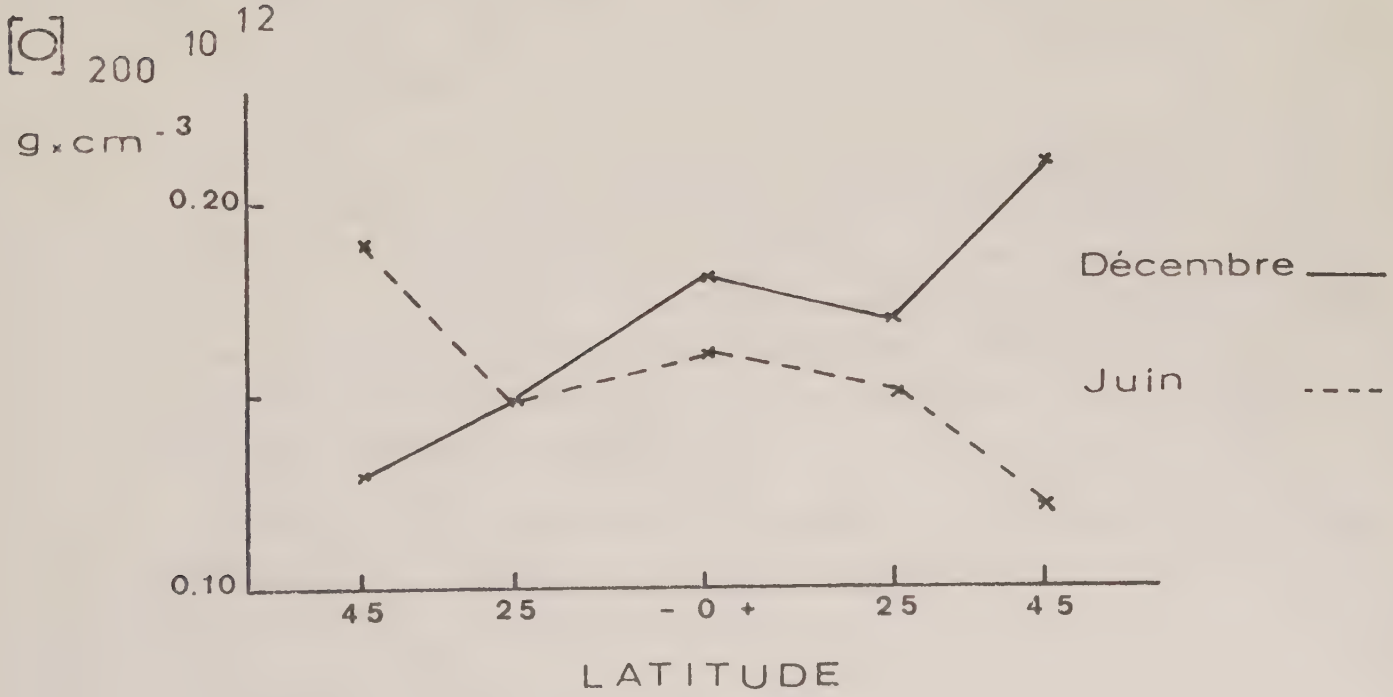


FIGURE 24

II - COMPORTEMENT DE L'OXYGENE ATOMIQUE OBTENU A PARTIR DE NOS MESURES ET DU MODELE MONDIAL DE TEMPERATURE - CONSEQUENCES.

Les résultats obtenus dans le paragraphe précédent fournissent une description du comportement de $[O]_{200}$. Ils sont cependant limités par les périodes, l'heure locale et les zones d'acquisition des données $T_{OGO.6}$. Nous avons donc cherché à les généraliser en nous fondant sur nos travaux antérieurs. Utilisant le modèle statistique de densité (chapitre II) et le modèle de température (chapitre III) il nous est possible de calculer les valeurs $[O]_{200}$ pour toute date, toute heure locale et toute latitude située entre $\pm$ 45° . Ces valeurs seront notées $[O]_{WMS}$.

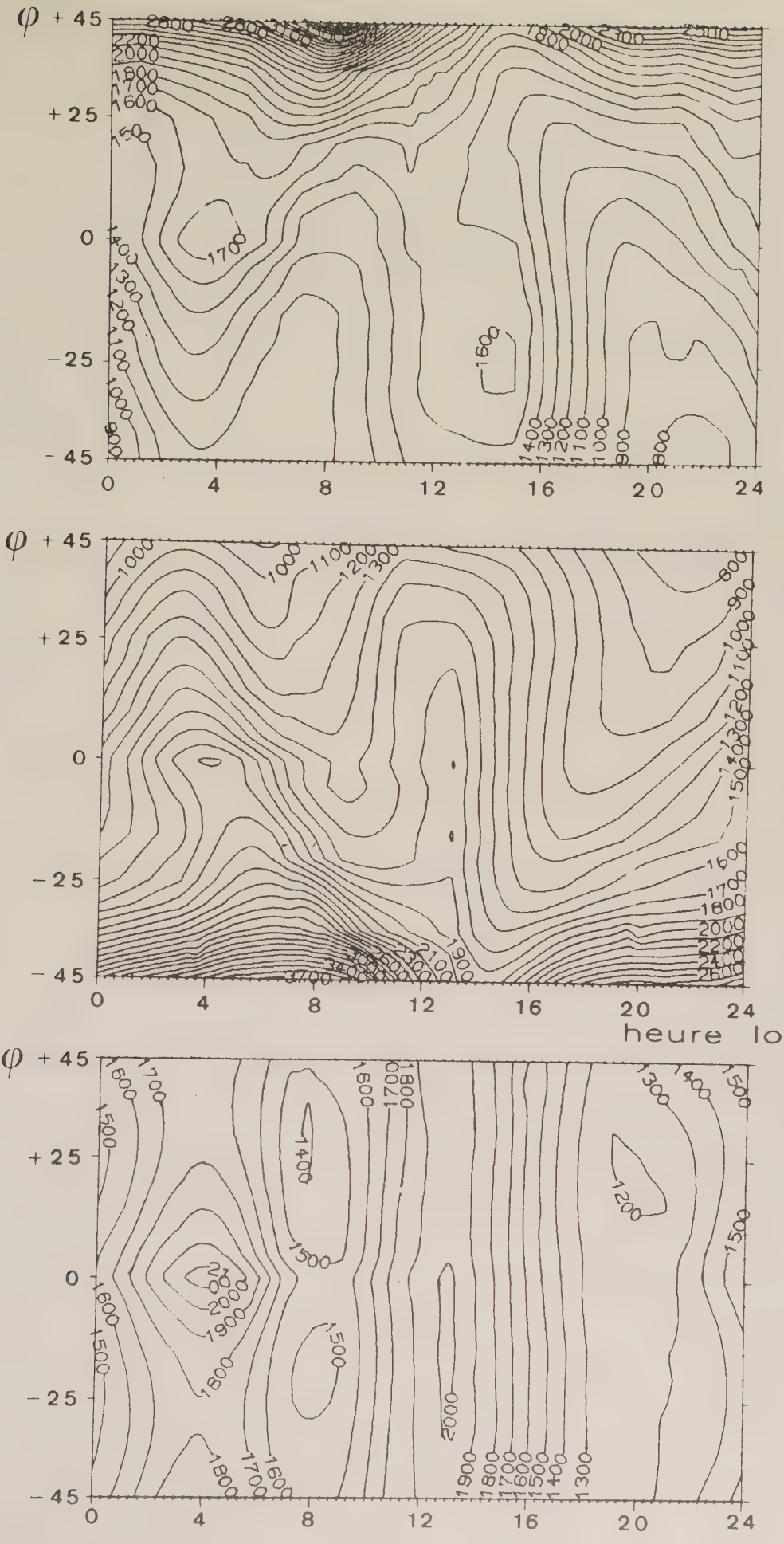
Pour les variations à long terme, nous avons utilisé le modèle statistique global M1, et pour l'étude en heure locale nous avons utilisé le modèle M2 constitué par les cartes de densités afin de ne pas perdre les détails fins décrits au chapitre II.

Les calculs sont effectués pour un flux moyen égal à 150 10^{-22} Wm^{-2} Hz^{-1} et un K_p égal à 2. Ces valeurs sont des valeurs moyennes pour la période de validité des deux modèles utilisés.

1 - Résultats

Les densités $[O]_{200}$ sont calculées pour les deux équinoxes groupées et les deux solstices à toute latitude de 5° en 5° et à toute heure locale de 20' en 20'. Les résultats sont présentés sous forme de cartes latitude-heure locale (figure 25) et sous forme de coupes pour cinq zones de latitude (figures 26 $\frac{a}{b}$). Les cartes donnent une réprésentation globale, les coupes permettent une visualisation plus nette de la structure de la variation diurne aux différentes latitudes.

Pour juger de l'amplitude des variations diurnes on considère la différence entre le ou les maxima et minima (tableau 18)



$\delta_\Theta = -23^\circ$

$\delta_\Theta = +23^\circ$

$\delta_\Theta = 0^\circ$

FIGURE 25

OXYGENE ATOMIQUE A 200 KM

$\times 10^{16}$ g × cm^{-3}

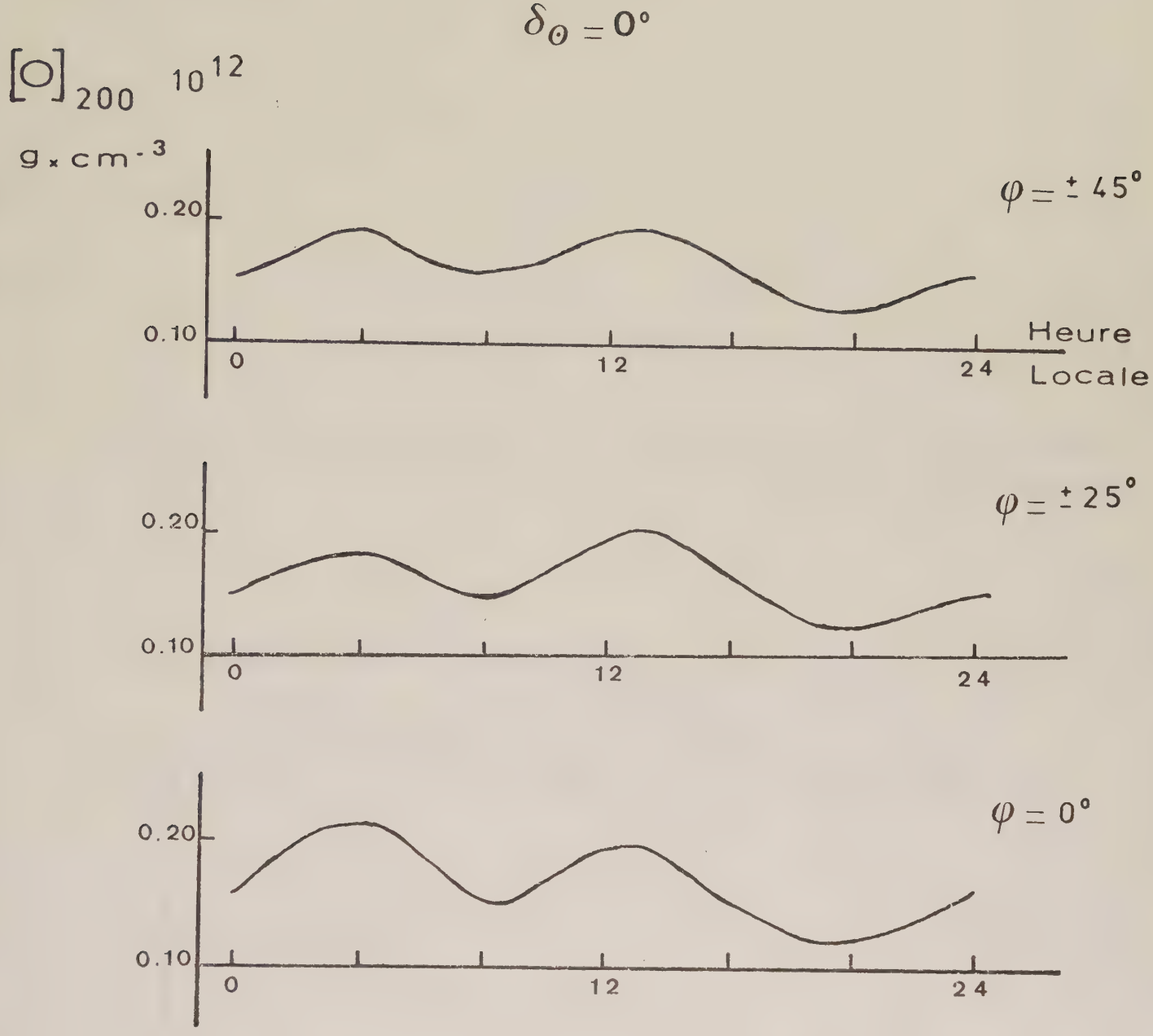

$\delta_\odot = 0°$
$[O]_{200}$ 10^{12}
g x cm^{-3}
0.20
0.10
0
12
24
Heure
Locale
$\varphi = \pm 45°$
$\varphi = \pm 25°$
$\varphi = 0°$

FIGURE 26 a

$\delta_\odot = +23°$

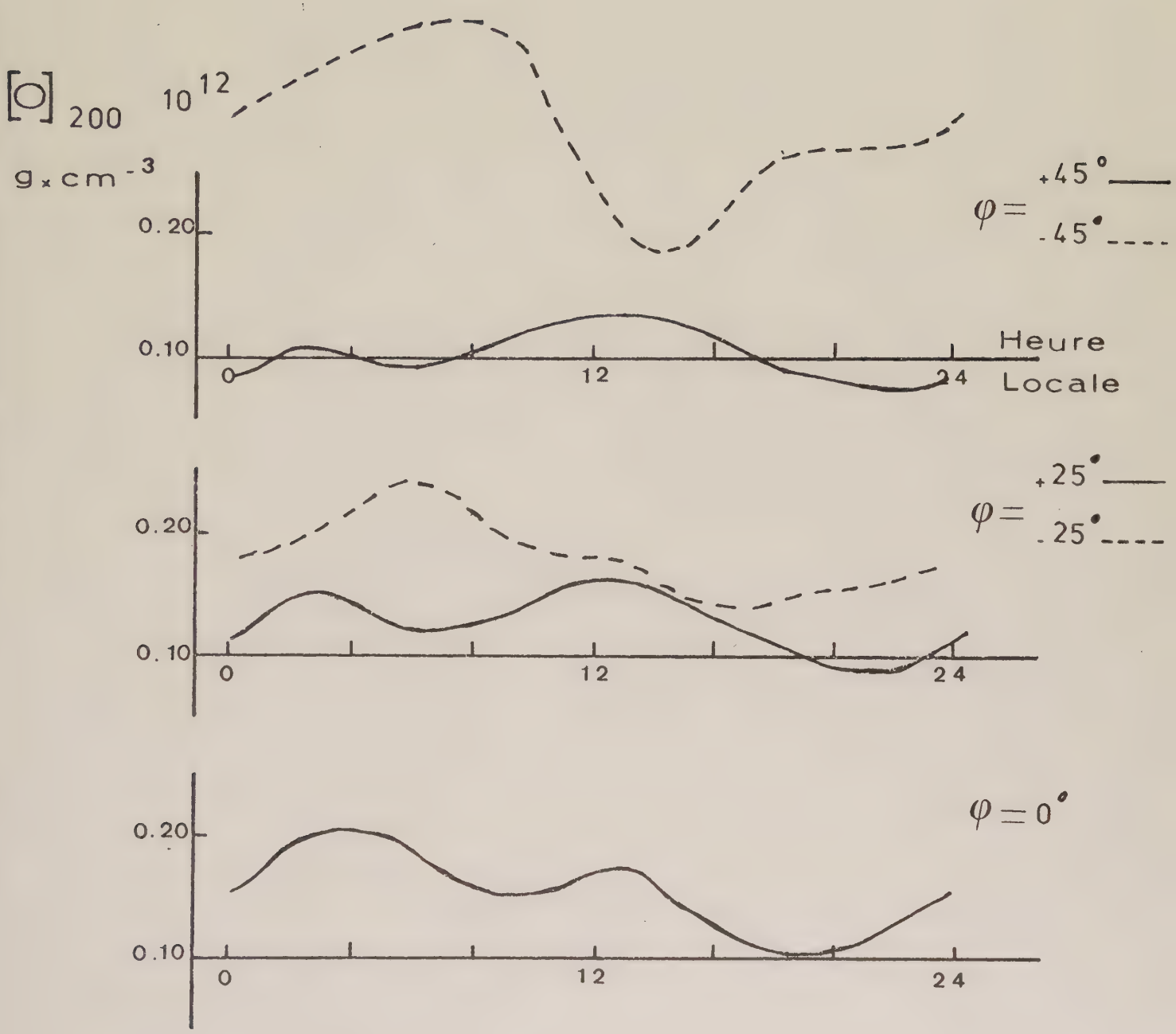


FIGURE 26 b

$\delta_\odot = -23°$

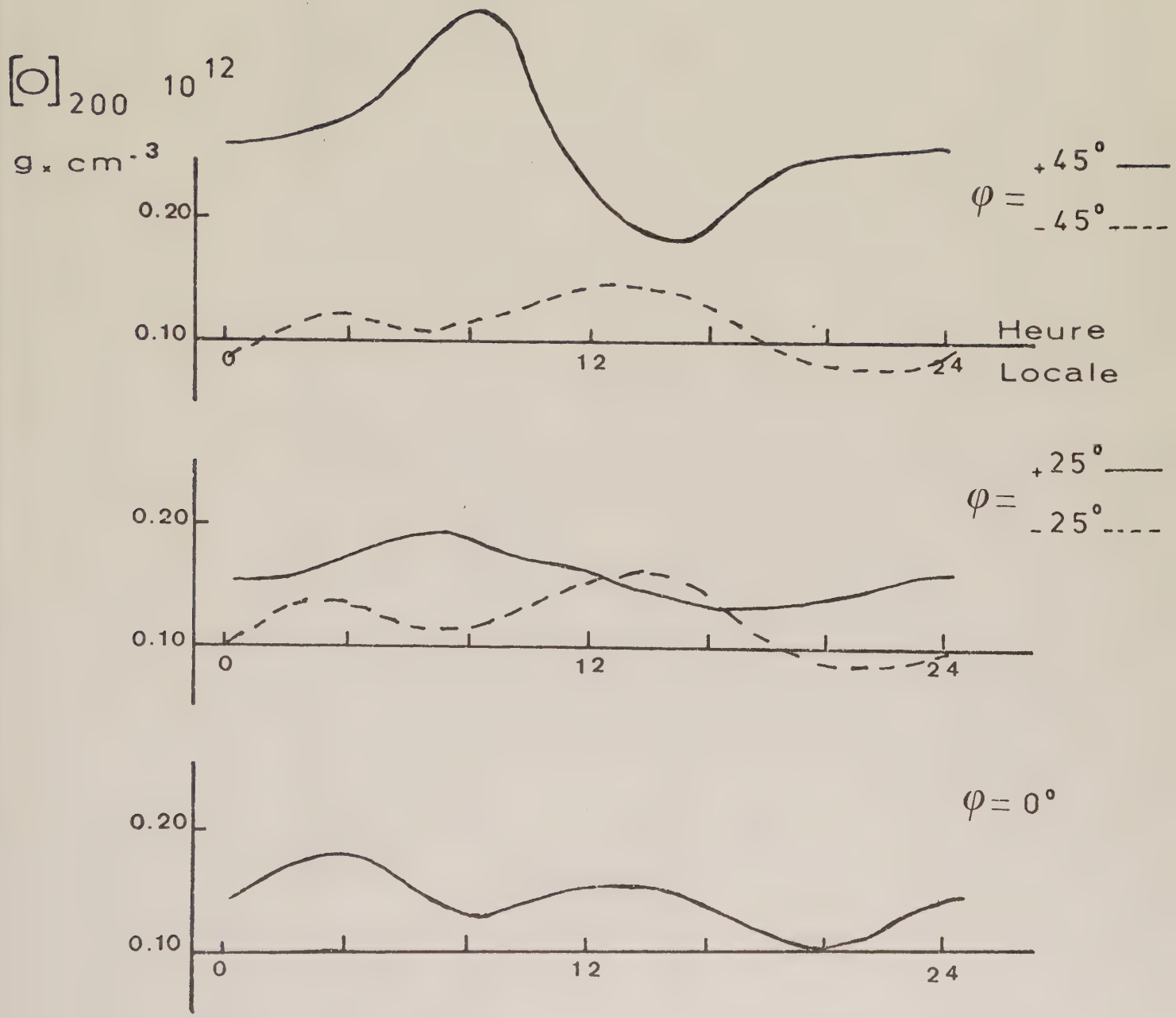


FIGURE 26 c

TABLEAU 18

Saison	$\delta_\odot$ = 0°			$\delta_\odot$ = + 23°			$\delta_\odot$ = − 23°		
Heure locale / Latitude	4-8	8-12	12-20	4-8	8-12	12-20	4-8	8-12	12-20
+45°	0.030		0.070	0.015		0.055		0.210	
+25°	0.035		0.080	0.045		0.075		0.070	
0	0.065		0.080	0.050		0.070	0.050		0.050
-25°	0.035		0.080		0.105		0.020		0.075
-45°	0.030		0.070		0.190		0.015		0.070

$[O]_{200}$ Max - $[O]_{200}$ Min x 10^{+12} en g x cm^{-3}

a) Aux équinoxes, les valeurs des concentrations sont symétriques par rapport à l'équateur géographique. Aux environs de huit heures locales l'existence de deux minima symétriques identiques aux minima en densité globale est mise en évidence.

Les variations diurnes sont caractérisées par deux maxima, le premier le matin vers quatre heures, le second vers 12-13 heures. L'amplitude est maximum à l'équateur et décroit en s'écartant de l'équateur. L' amplitude de la variation 4-8 heures est deux fois moins importante que celle de l'après midi (12-20 heures).

b) En période d'été local, deux maxima identiques à ceux observés aux équinoxes se retrouvent, les amplitudes étant, à latitudes symétriques , du même ordre de grandeur.

c) En période d'hiver local, la structure de la variation diurne est différente de celle observée aux autres saisons aux latitudes de 45° et 25°. Il n'existe plus qu'un seul maximum vers 8 heures suivi d'un minimum vers 15 heures. En revanche à l'équateur la structure des deux maxima est identique à celle des équinoxes.

L'amplitude de la variation croit avec la latitude.

Comme il est indiqué dans le tableau 17b, les rapports $[O]_{200}$ hiver / $[O]_{200}$ été sont plus élevés que ceux obtenus par utilisation des $T_{OGO.6}$ individuels. Mais la plus grande variabilité saisonnière dans l'hémisphère Nord et le décalage du point d'égale densité vers l'hémisphère Sud sont conservés.

2 - Remarque sur l'heure du maximum principal de la variation diurne

Deux mécanismes concourent à redistribuer l'oxygène atomique au cours du temps : la diffusion et la circulation.

a) La diffusion

Lorsque la température augmente, le gaz tend à diffuser vers le haut,ce qui provoque une augmentation de sa concentration à haute altitude.

b) La circulation

La température n'étant pas uniforme sur le globe,des gradients de pression s'établissent,ce qui tend à mettre l'atmosphère en mouvement. Le système de circulation qui s'établit ainsi tend à redistribuer sélectivement les différents gaz; il en résulte pour l'oxygène un effet d'accumulation sur les régions froides.

Nous voyons donc qu'à haute altitude les deux processus ont des effets opposés. Il n'est donc pas surprenant que les évolutions diurnes de l'oxygène atomique et de la température ne soient pas parallèles.

La circulation s'intensifie en hiver en raison d'une diminution du freinage ionique associéeà un taux d'ionisation globalement plus faible. L'influence accrue de la circulation se traduit en contre-partie par un plus grand écart entre les heures du maximum diurne de la concentration et du maximum diurne de la température au moment du solstice d'hiver.

Mayr et al (1973) ont indiqué quantitativement l'influence des variations de la concentration électronique dans la région F_1 sur la concentration de l'oxygène atomique à 200 km. Leurs résultats théoriques sont en assez bon accord avec nos mesures, la phase diurne produisant un maximum diurne à 8 heures en hiver et à 11 heures en été.

Les deux processus que nous venons d'indiquer contribuent à expliquer l'évolution saisonnière du maximum principal de la variation diurne de 8 heures à 12-13 heures entre l'hiver et l'été.

3 - Lien avec l'anomalie ionosphérique d'hiver de la région F_2

Une analyse de l'ionosphère peut être faite en étudiant la réflexion d'ondes électromagnétiques par le plasma ionosphérique. Pour une fréquence critique (f_o) l'onde n'est plus réféchie. L'étude de la réflexion d'ondes de fréquence inférieure à f_o permet de connaître la distribution verticale de la densité électronique en dessous de son maximum (N_m). Pour la région F_2 la fréquence f_o F_2 conduit à la densité électronique maximum N_m F_2. La concentration N_m F_2 à 12 heures est plus grande en hiver qu'en été. Ce phénomène est appelé anomalie ionosphérique d'hiver.

L'anomalie ionosphérique d'hiver semble résulter d'une variation des abondances relatives du principal constituant neutre ionisable O et des molécules neutres N_2 et O_2 dans la région F_1 (Risbeth et Setty, 1961 , Strobel et Mc Elroy, 1970 , Cox et Evans, 1970 , Waldteufel, 1970,....). Strobel et Mc Elroy (1970) supposent pour [O] un rapport hiver-été de 2.1 à 120 km pour rendre compte des observations $N_m F_2$. Krankowsky et al (1968), par des mesures directes de spectromètres de masse à bord de fusées, donnent un rapport égal à 2.6 pour $[O]/[N_2]$ à 200 km.Ceci, malgré la grande dispersion des données est quand même une indication. Cox et Evans (1970) concluent que pour expliquer les résultats des sondages ionosphériques à Millston Hill il faut un rapport $[O]/[N_2]$ 2.3 fois plus grand en hiver qu'en été à 198 km. Cependant, ils n'avaient accès qu'au rapport [O]/ (somme pondérée des concentrations des constituants moléculaires), sans pouvoir séparer les contributions respectives de N_2 et O_2 . Alcaydé et al (1974) ont procédé de façon similaire à celle de Cox et Evans (1970) à partir des données de St Santin avec, en plus, une détermination simultanée des paramètres O et N_2. Ceci leur a permis de montrer le rôle important joué par O_2 . La variation été-hiver ainsi trouvée pour O_2 est en bon accord avec celle déduite des mesures optiques (Roble et Norton, 1972).

Pour la méthode d'étude du freinage des satellites artificiels, nous avons accès uniquement aux concentrations en oxygène atomique. Cependant, le comportement de l'anomalie ionosphérique d'hiver tel qu'il est donné par plusieurs auteurs (King et Smith, 1968, Duncan, 1969, Torr et Torr, 1973) présente certaines similitudes avec le comportement de l'oxygène atomique tel que nous l'observons. Nous décrivons les similitudes et calculons les variations de la concentration d'oxygène atomique qui, associées à des mesures extérieures des concentrations des moléculaires, permettent de rendre compte des variations été-hiver de la concentration électronique maximum $N_m F_2$. Nous vérifions finalement que les variations calculées sont en accord raisonnable avec les variations observées pour la concentration d'oxygène atomique.

3.1. Similitudes entre le comportement de l'oxygène atomique à 200 km et le comportement de la concentration électronique maximum $N_m F_2$.

King et Smith (1968) mettent en évidence différents aspects de l'anomalie dans une analyse sur plusieurs années de la fréquence critique à midi donnée par plus de 100 ionosondes. Sur la figure 27 sont présentés pour deux longitudes et toutes latitudes les mois où apparaissent les maxima de $f_o F_2$. Les maxima ont lieu pour des mois différents aux différentes latitudes de façon à être plus près l'un de l'autre en hiver local. Au fur et à mesure que l'on monte en latitude, les deux maxima se rejoignent pour n'en former plus qu'un en décembre vers 60°. Les dates de ces maxima pour les moyennes latitudes sont plus rapprochées dans le Nord que dans le Sud. L'amplitude des variations été-hiver est plus grande dans le Nord (2.3) que dans le Sud (1.5). Ce type d'asymétrie est semblable à celui mis en évidence sur l'oxygène atomique à 200 km (voir figure 24).

La séparation entre les maxima de $f_o F_2$ observés aux moyennes latitudes est la plus petite en période de forte activité solaire, quand l'anomalie ionosphérique est présente, et croît graduellement lorsque l'activité décroît, à cette période l'anomalie disparaît. Une indication dans ce sens est également donnée par nos résultats : les concentrations $[O]_{200}$ augmentant en relation avec l'activité solaire.

Une étude plus détaillée du comportement tout au long de l'année de la fréquence critique $f_o F_2$ a été effectuée par Torr et Torr (1973). La figure 28 présente la distribution globale de $f_o F_2$ (été) - $f_o F_2$ (hiver) à midi pour une période de forte activité solaire (1958). Nous pouvons en extraire une plus grande variabilité été-hiver dans l'hémisphère Nord atteignant son maximum vers 50° de latitude. Un tel fait se retrouve sur les $[O]_{200}$ mais, par la limitation en latitude, il est seulement possible de dire que la variation à 45° est plus importante que celle aux latitudes plus basses.

Un dernier rapprochement, concernant les variations diurnes, peut être effectué. La variation diurne de la densité électronique $N_m F_2$ pour huit latitudes Nord en 1958 est présentée sur la figure 29 (Duncan 1969). Le comportement diurne été-hiver est remarquablement différent. Si la variation

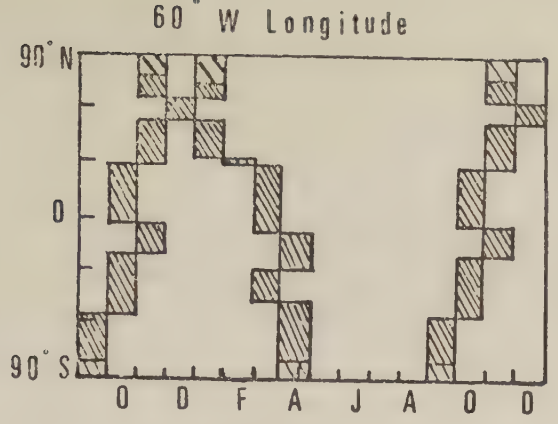


FIGURE 27 (King et Smith , 1968)

Biannual maxima of noon critical frequency

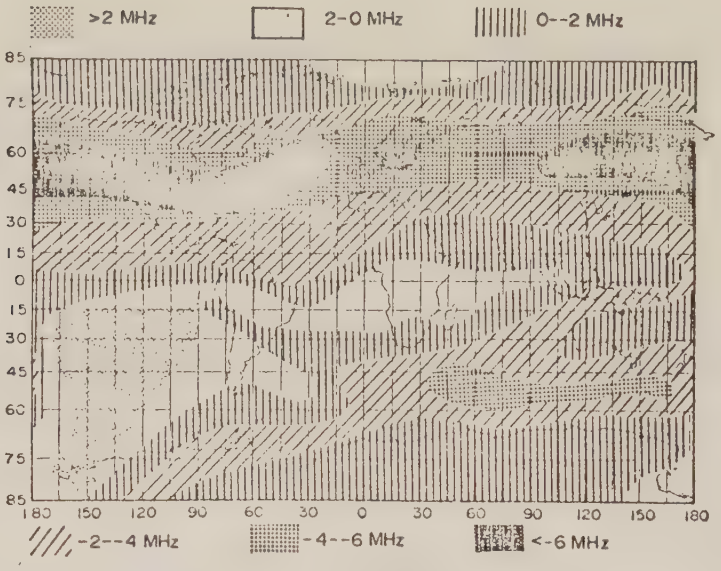


FIGURE 28 (Torr et Torr, 1973)

Global distribution of noon ($\overline{foF2}_{\text{Summer}} - \overline{foF2}_{\text{Winter}}$) for 1958.

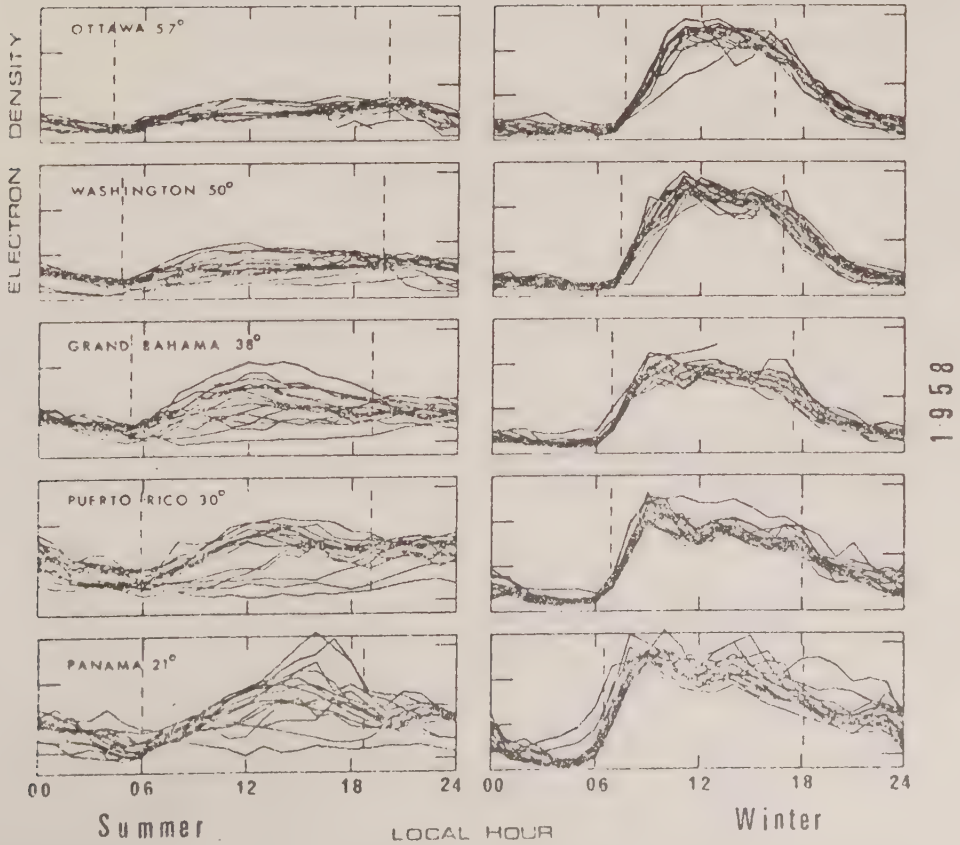


FIGURE 29

(Duncan , 1969)

diurne est peu marquée en été, elle est caractérisée en hiver par une brusque augmentation de $N_m F_2$ entre 6 et 8 heures, le maximum jusqu'à 60° étant ensuite très plat. Cette structure de la variation diurne rappelle dans ses grandes lignes celle de l'oxygène atomique (figures 26 $\frac{a}{b}$).

3.2. Calcul

Dans la région F_2 , O^+ est l'ion dominant. Comme l'indiquent les valeurs du paramètre de concentration p calculé d'après les mesures du sondeur de St Santin : $p = 1 - \frac{O+}{N_e}$ les densités électroniques et en ions positifs peuvent être considérées comme égales en moyenne à environ 5% près.

La concentration en O^+ satisfait l'équation de continuité :

$$\frac{\partial O^+}{\partial t} = \text{production par photoionisation} - (\text{perte par recombinaison}) + \text{transport.}$$

Nous négligeons le terme de transport

$$\frac{\partial O^+}{\partial t} = \sigma \Phi \beta O - O^+ \quad (\gamma_1 O_2 + \gamma_2 N_2) \simeq 0$$

où σ est la section efficace d'ionisation

Φ est le flux solaire au sommet de l'atmosphère

β est l'atténuation du rayonnement solaire par l'atmosphère

γ_1 et γ_2 sont les coefficients de réaction de O^+ avec O_2 et N_2.

$$O^+ + O_2 \longrightarrow O_2^+ + O \qquad \gamma_1$$

$$O^+ + N_2 \longrightarrow N_2^+ + O \qquad \gamma_2$$

Nous obtenons pour l'été et l'hiver local :

$$O^+_{\text{été}} = O^+_e = \frac{\sigma \Phi \beta O_e}{\gamma_1 O_{2\,e} + \gamma_2 N_{2\,e}}$$

$$O^+_{\text{hiver}} = O^+_h = \frac{\sigma \Phi \beta O_h}{\gamma_1 O_{2\,h} + \gamma_2 N_{2\,h}}$$

Posant $k = \frac{O_{2\,e}}{O_{2\,h}}$ $\qquad k' = \frac{N_{2\,e}}{N_{2\,h}}$

le rapport $\frac{O_h}{O_e}$ est alors égal à :

$$\frac{O_h}{O_e} = \frac{O_h^+}{O_e^+} \cdot \frac{\gamma_1 + \gamma_2 \left(\frac{N_2}{O_2}\right)_h}{\gamma_1 k + \gamma_2 \left(\frac{N_2}{O_2}\right)_h k'} \qquad (1)$$

Les valeurs des composants du second membre de l'équation sont donnés par différents auteurs :

$\gamma_1 = 0.5\ 10^{-12}\ cm^{-3}\ s^{-1}$ (Donahue, 1972)

$\gamma_2 = 7\ 10^{-13}\ cm^{-3}\ s^{-1}$ (Fergusson, 1969)

$k = 6$ (Alcaydé et al, 1974)

$k' = 1.4$ (Alcaydé et al, 1974 à 45° N

$\left(\frac{N_2}{O_2}\right)_h = 35$ (Alcaydé et al, 1974)

La valeur numérique de k est obtenue par la même méthode,mais avec des données qui s'appliquaient à St Santin pour la période 1969-1971. Il est intéressant de vérifier que les conclusions tirées des données de St Santin peuvent être étendues au maximum solaire précédent,et à d'autres stations.

Pour des stations de latitudes voisines de 45° N,les valeurs des rapports $(N_m F_2)_h / (N_m F_2)_e$ sont données dans le tableau 19.

Tableau 19

Auteur	Station	$\frac{(N_m F_2)_h}{(N_m F_2)_e}$	Date
King et Smith (1968)	St Johns 48° N	5.3	Juillet 1957 Janvier 1958
Risbeth (1968)	Slough 51° N	3.5	Décembre 1956 Juin 1957
Torr et Torr (1973)	Slough 51° N	3.5	Janvier 1958 Juillet 1958

En adoptant la valeur 3.5 nous obtenons :

$$\frac{O_h}{O_e} = 2.3$$

Cette valeur, étant données les hypothèses du calcul, est en accord satisfaisant avec la valeur 1.75 que nous avons calculée à partir des données individuelles de température $T_{OGO.6}$ (Tableau 17a) et la valeur 1.9 obtenue par utilisation du modèle de température WM (Tableau 17b).

En conclusion, l'anomalie ionosphérique d'hiver, qui est le résultat de la variation été-hiver de l'ensemble des trois constituants : O_2 , N_2 , O, a une valeur mesurée cohérente avec nos variations d'oxygène atomique.

III - COMPARAISON ENTRE NOS RESULTATS ET CEUX FOURNIS PAR D'AUTRES AUTEURS

Nous comparerons nos résultats avec les valeurs données par le modèle de Jacchia (1971) et déterminées par Hedin et al (1974) , Alcaydé et al, (1974), Newton, (1975). Tout d'abord nous décrivons brièvement les méthodes de détermination employées par chaque auteur.

a) Hedin et al (1974) ont mesuré les concentrations de l'oxygène atomique et de l'azote moléculaire. De ces dernières mesures (N_2) ils déduisent la température exosphérique. En utilisant le profil de Bates ils calculent par régression non linéaire la densité d'oxygène atomique à 120 km, et le paramètre de pente s qu'ils ont trouvé égal à 0.021 km^{-1} . Pour calculer $[O]_{200}$ du modèle Hedin nous utilisons son profil de température. Ces valeurs seront notées $[O]_{Hedin}$.

b) La méthode employée par Alcaydé et al (1974) est exposée en détail dans Bauer et al (1970). En écrivant que le gaz ionique est en équilibre énergétique entre le gaz électronique et le gaz neutre,elle permet de déterminer par une régression non linéaire : la température exosphérique, la concentration en oxygène atomique et le paramètre de pente s. De nuit, les températures électroniques et ioniques s'égalisent sur la température neutre,ce qui entraîne une indétermination sur [O] . Des formules empiriques s'ajustant sur ces valeurs ont été données à 45° N par Alcaydé et al (1974). Les valeurs obtenues par utilisation de ces formules sont appelées $[O]_{AL}$.

D'après Alcaydé et al (1970),le paramètre s subit des variations diurnes et saisonnières, ses valeurs oscillant entre 0.015 et 0.022 km^{-1} pour la période de nos mesures. Pour obtenir les valeurs $[O]_{WMS}$ nous avons utilisé une valeur constante de s égale à 0.020 km^{-1} . Aussi, avons nous également comparé nos résultats avec une nouvelle valeur des densités d'oxygène atomique $[O]_{ALS}$ calculée avec comme T_∞ et s les valeurs données par Alcaydé (1974), les densités à 480 km étant déduites des modèles statistiques M1 et M2 .

c) Newton et al (1975) déterminent [O] par spectrométrie de masse à basse altitude (220-280 km) à bord du satellite San Marco 3. Les mesures sont effectuées dans les régions équatoriales entre le 29 avril et le 29 novembre 1971.

Les différentes déterminations des densités d'oxygène atomique à 200 km sont résumées dans le tableau 20.

Tableau 20

$[O]_{200}$	ρ_{480}	T_∞	s
$[O]_{WMS}$	Modèles statistiques M1 et M2 (chapitre II)	Modèle WM (chapitre III)	0.020
$[O]_{ALS}$	Modèles statistiques M1 et M2 (chapitre II)	Modèle Alcaydé (1974)	Modèle Alcaydé (1974)
$[O]_{AL}$	Formule empirique Alcaydé et al, (1974)		

1 - Variation à long terme

Pour la comparaison des phénomènes à longue période nous avons utilisé une valeur moyenne calculée entre 6 heures et 18 heures.

1.1. Modèle de Jacchia (1971)

Les valeurs des densités d'oxygène atomique $[O]_{J71}$ que nous utilisons, sont les valeurs interpolées dans les tables de Jacchia (1971) auxquelles nous avons ajouté une valeur $\Delta \log \rho$ proportionnelle au rapport entre la densité totale et celle de l'oxygène atomique à 200 km. Les valeurs $[O]_{J71}$ sont de 0.15 ± 0.01 g. cm^{-3}, ce qui correspond à la valeur moyenne des densités $[O]_{WMS}$ que nous avons calculées. La densité $[O]_{J71}$ ne présente aucune variation saisonnière.

1.2. Modèle de Hedin et al (1974)

Les densités $[O]_{Hedin}$ en fonction de la date sont portées sur la figure 30. Les valeurs absolues sont en moyenne plus faibles que celles indiquées par les autres courbes. La variation en fonction de la date est comparable à celle des autres déterminations, le rapport hiver-été est égal à 2.3. Le maximum de mars de l'effet semi-annuel n'apparaît pas.

1.3. Modèle d'Alcaydé et al (1974)

Sur la figure 30 sont portées en fonction des jours de l'année les trois déterminations $[O]_{WMS}$, $[O]_{AL}$ et $[O]_{ALS}$. L'accord est excellent entre les jours 40 et 300 pour les trois déterminations. En hiver l'accord reste bon pour $[O]_{AL}$ et $[O]_{ALS}$ mais les valeurs $[O]_{WMS}$ sont trop élevées. Dans tous les cas, les valeurs sont inférieures à celles d'hiver.

Les maxima de l'effet semi-annuel sont centrés sur fin mars-début avril et début novembre. Ils sont égaux pour $[O]_{AL}$ mais le maximum de novembre est plus élevé que celui de mars pour les deux autres déterminations.

L'origine de la valeur élevée des densités $[O]_{WMS}$ en hiver local se trouve dans la comparaison entre les températures exosphériques fournies par le modèle Alcaydé (1974) et le modèle WM. Les valeurs moyennes de ces températures entre 6h et 18h sont tracées en fonction de la date sur la figure 31. Un écart systématique apparaît en hiver, les températures T_{WM} sont plus faibles d'environ 70 K que les températures T_{Al}.

Cependant, en comparant les figures 17a et 31, l'on constate que la représentation des données $T_{OGO.6}$ par le modèle WM est satisfaisante, les valeurs des températures en hiver sont en accord à 20 K près.

Il y a donc une incompatibilité entre les deux modèles, mais ce fait peut s'expliquer par certaines erreurs systématiques qui n'auraient pas été entièrement éliminées par notre technique de réduction des données $T_{OGO.6}$ (chapitre III § I.1). En effet, les heures locales pour la période fin décembre début janvier sont situées entre 16h et 12h , heures pour lesquelles les mesures sont plus faibles que celles du sondeur (figure 14). De plus, le modèle W présente le même genre d'écart (chapitre III, I.3). La sous-estimation des températures en hiver se retrouve donc dans le modèle WM.

Moyenne de 6h à 18h

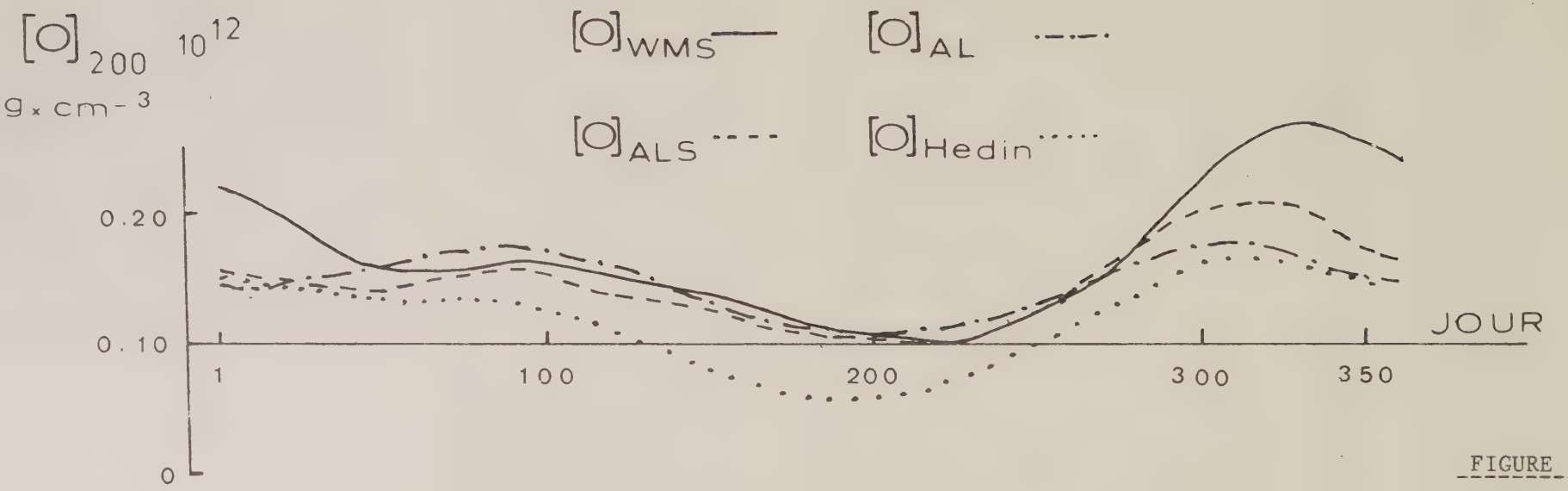


FIGURE 30

$\varphi = +45°$

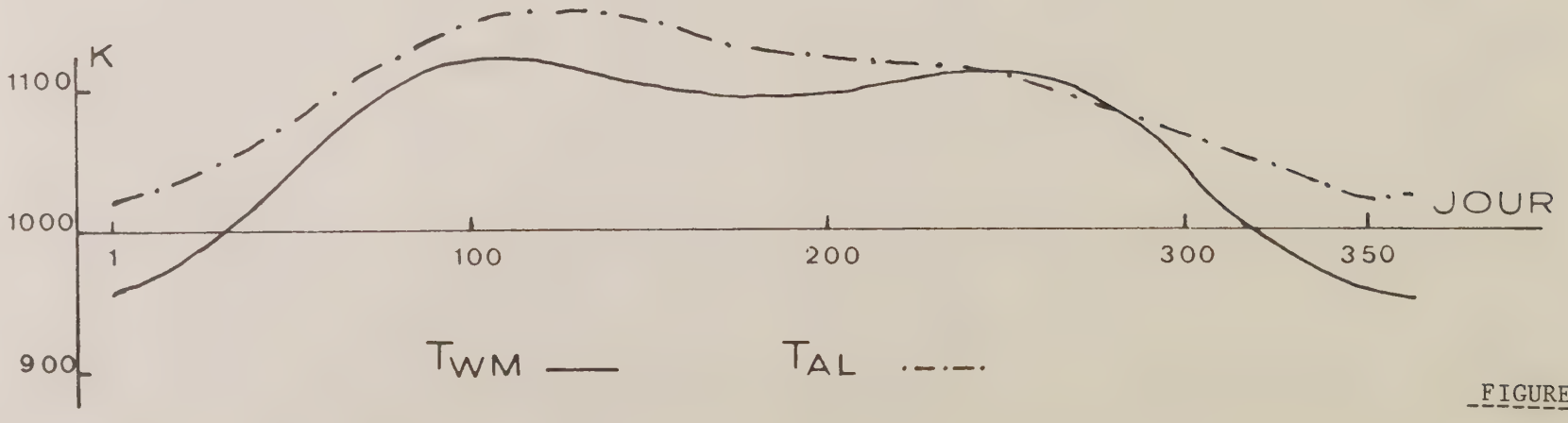


FIGURE 31

Une erreur systématique d'environ 2% dans le modèle Alcaydé est également concevable. L'écart en température peut donc être seulement de 50 K ce qui est admissible étant donnée la précision des données interférométriques.

2 - Variation diurne en fonction de la saison

Les comparaisons sont représentées sur la figure 32.

2.1. Modèle de Jacchia (1971)

Les variations diurnes de 6% reflètent celles des densités globales : maximum à 14h, minimum à 4h.

2.2. Modèle de Hedin et al (1974)

La variation diurne est très faible pour l'été local et les équinoxes; les maxima se distinguent à peine. En hiver local, elle est plus marquée,mais le maximum est en milieu de journée (12h) alors qu'il est placé le matin pour les autres déterminations. La variation diurne plus importante en hiver qu'en été local est observée,mais d'amplitude moindre.

Le manque de concordance entre les résultats d'Hedin et al (1974) et les nôtres s'explique par la méthode de représentation des données qu'il a utilisée. Les développements en harmoniques sphériques nécessite une répartition homogène des données dans l'espace des paramètres physiques. Or, pour l'hémisphère d'été les données sont bien réparties en heure locale alors que pour l'hémisphère hiver elles n'existent que de 10h à 15h et de 22h à 2h. Il n'est donc pas surprenant que la variation été-hiver et saisonnière en heure locale fournie par ce modèle ne soit pas bien déterminée.

2.3. Modèle Alcaydé et al (1974)

Les variations diurnes présentent, en moyenne, un accord satisfaisant et acceptable pour la période de jour. Au cours de la nuit entre 20h et 5h le désaccord entre les densités $[O]_{AL}$ et les deux autres déterminations est important et les variations peuvent même être en opposition de phase, mais comme les valeurs $[O]_{AL}$ ont été extrapolées pour la nuit, cela peut être expliqué.

a) Aux équinoxes, les deux maxima se retrouvent mais sont décalés d'environ deux heures locales pour $[O]_{AL}$. Contrairement à celles des autres déterminations la variation matinale (4h-8h) est plus importante que celle du milieu de journée (12h-20h) pour $[O]_{ALS}$. Ce comportement est dû au paramètre s plus petit que la valeur constante adoptée dans nos calculs de $[O]_{WMS}$ pour la nuit et le début de matinée, et peu différente de cette constante en milieu de journée (figure 33); car un paramètre de pente s plus petit entraîne une concentration plus grande de l'oxygène atomique (tableau 21).

b) En juin, seul se retrouve pour $[O]_{AL}$ le maximum du milieu de journée avec une amplitude comparable à celle de $[O]_{WMS}$. Quant aux densités $[O]_{ALS}$, elles présentent bien deux maxima mais celui de l'aube est plus grand en raison de la valeur plus petite de s pendant la nuit.

c) En décembre, la densité $[O]_{AL}$ a un maximum en début de matinée. Cependant, l'heure de ce maximum (5h) est décalée par rapport à la nôtre (8h). Pour la raison déjà évoquée (chapitre IV § III.1) les densités $[O]_{WMS}$ sont en valeur absolue trop élevées. Les températures en hiver étant trop faibles d'environ 70 K, nous avons repris notre calcul de $[O]_{WMS}$ avec une température augmentée de cet écart. Le résultat est porté sur la figure 32, il nous permet de voir que, par correction des températures, il nous sera possible d'obtenir des $[O]_{200}$ en valeurs absolues comparables à celles données par Alcaydé et al (1974).
La variation diurne de $[O]_{AL}$ est également plus importante en hiver qu'en été.

2.4. Newton et al (1975)

Les densités d'oxygène atomique à 220 km données par Newton et al (1975) présentent deux maxima diurnes, le premier à 10h le second à 19h, les minima ayant lieu à 15h et 24h. Par rapport au minimum le plus prononcé (celui de 24h) le maximum de 10h est de 30% plus élevé que celui de 19h.

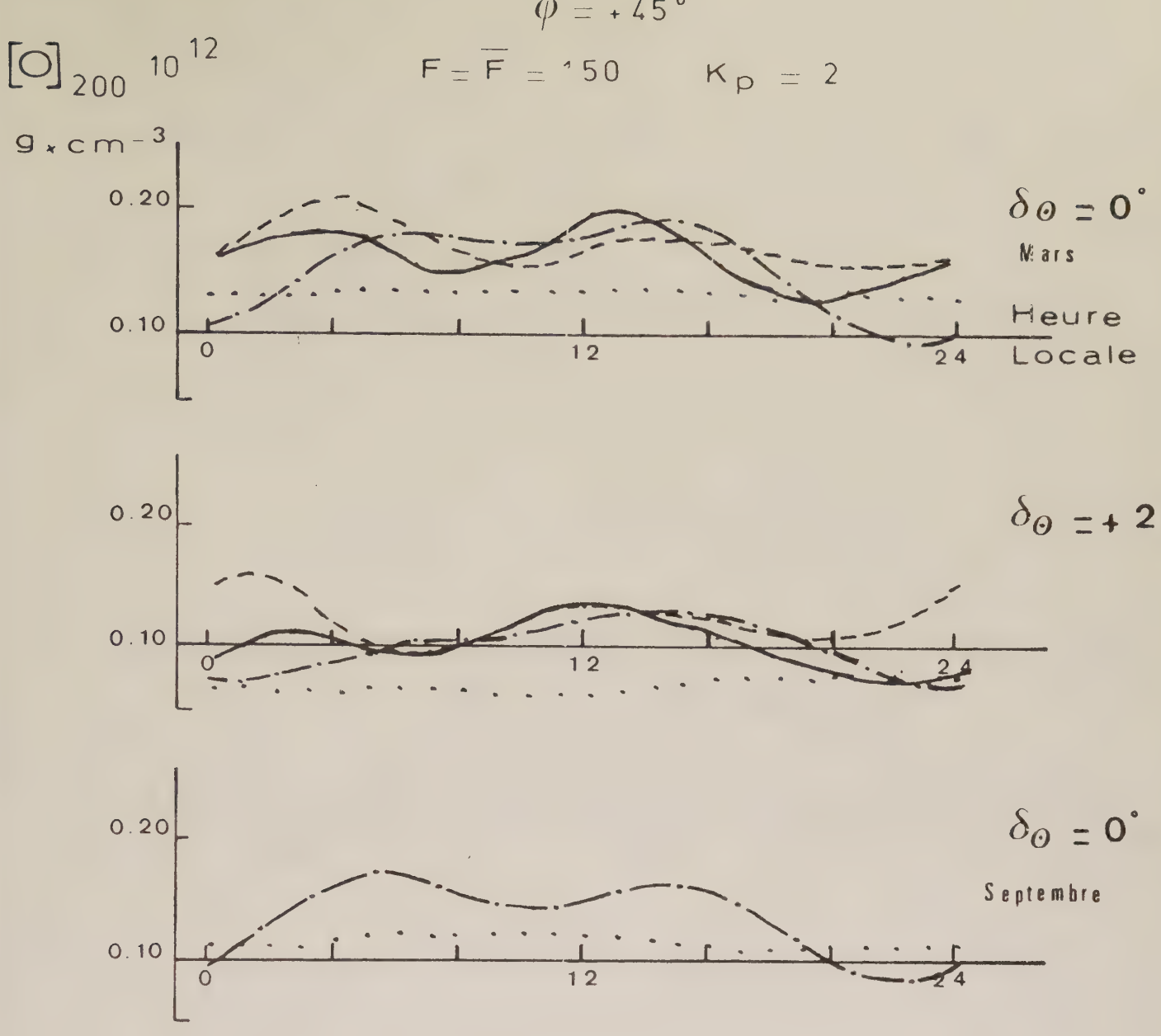
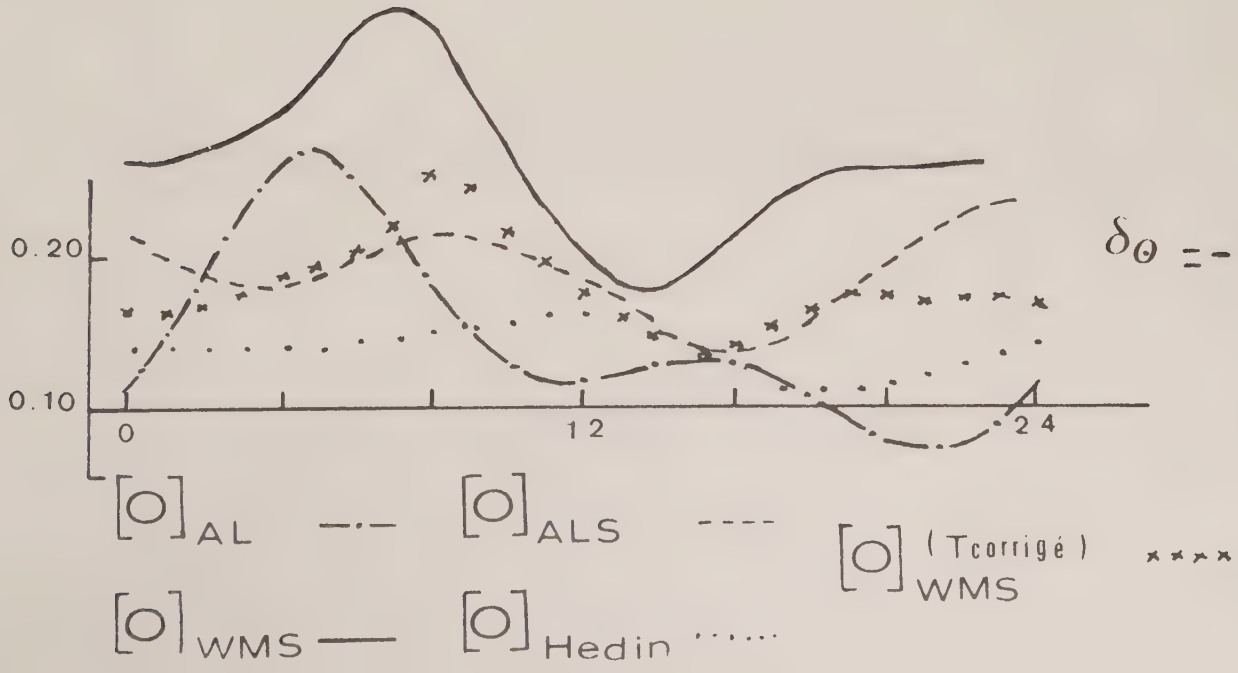

φ = + 45°
[O]200 10^12
F = F̄ = 150 Kp = 2
g * cm^-3
0.20
0.10
0
12
24
δΘ = 0°
Mars
Heure Locale
δΘ = + 23°
δΘ = 0°
Septembre

FIGURE 32


0.20
0.10
0
12
24
δΘ = - 23°
[O]AL
[O]ALS
[O](Tcorrigé)WMS
[O]WMS
[O]Hedin

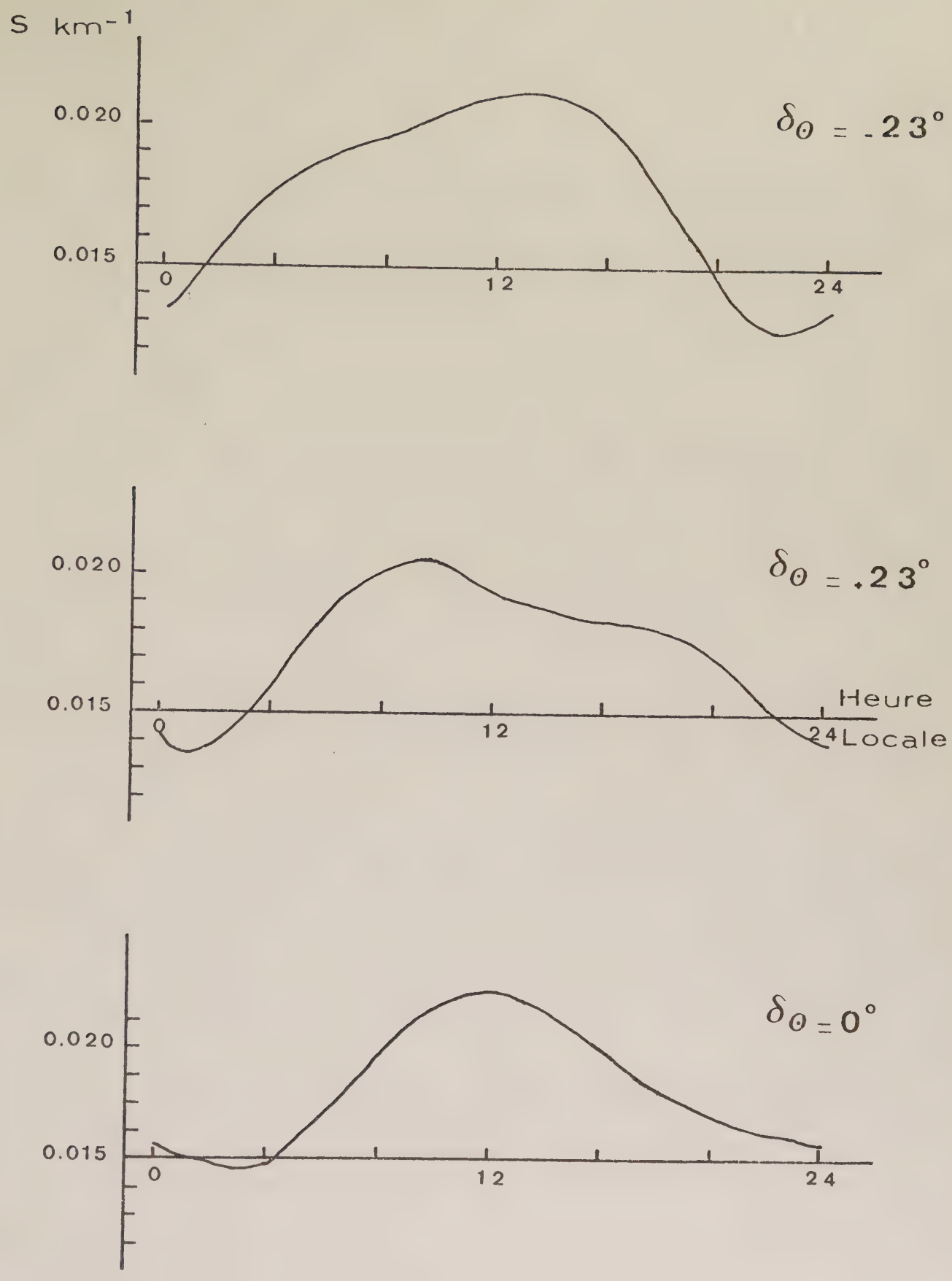

S km⁻¹
0.020
0.015
0
12
24
δΘ = -.23°
0.020
0.015
0
12
24
Heure
Locale
δΘ = .23°
0.020
0.015
0
12
24
δΘ = 0°

FIGURE 33

Excepté l'existence de deux maxima diurnes, les caractéristiques de la variation diurne sont différentes de celles que nous avons observées (figure 26). Ce fait n'est pas surprenant puisque les mesures utilisées ne correspondent pas au même niveau d'activité solaire, et que la variation diurne donnée par Newton est moyennée sur toute la période d'observation.

3 - Conclusion

Les résultats sur le comportement de l'oxygène atomique généralement en bon accord à 45° N obtenus à l'aide de données (sondeur et freinage de satellites) et de méthodes différentes permettent d'assurer la validité de ces résultats. Nous pouvons donc estimer que les résultats que nous donnons aux autres latitudes sont également valables et qu'ils décrivent le comportement de l'oxygène atomique entre $\pm$ 45° de latitude.

De ces comparaisons se dégagent les importantes variations tant à longue qu'à courte période subies par la densité $[O]_{200}$ qui ne sont pas décrites par le modèle J71 et seulement représentées en partie par le modèle d'Hedin et al (1974).

Actuellement, nous pouvons donner un ordre de grandeur et une représentation satisfaisante de la densité $[O]_{200}$. En revanche, quelques incertitudes subsistent pour décrire avec précision ces variations. Ainsi, l'existence de deux maxima diurnes, tôt le matin et vers 12h pour l'été local et d'un maximum en début de matinée pour l'hiver local est établie. Mais, l'heure de ces maxima ainsi que leur amplitude est approximative.

Cette étude a également montré la grande sensibilité de l'extrapolation de l'oxygène atomique vers le bas au choix du profil de température et donc la nécessité d'une bonne connaissance de ce dernier.

Influence d'une variation des trois paramètres - Température exosphèrique, densité totale à 480 km, paramètre de pente - sur les déterminations des densités d'oxygène atomique à 200 km.

TABLEAU 21 a

$s = 0.020\ km^{-1}$	T_∞ →	1000 K	1100 K	1200 K
	ρ_{480} g cm^{-3}	$[O]_{200}$ g cm^{-3}	$[O]_{200}$ g cm^{-3}	$[O]_{200}$ g cm^{-3}
	0.1000 -14	0.1551 -12	0.1037 -12	0.7509 -13
	0.1700 -14	0.2637 -12	0.1762 -12	0.1276 -12
	0.2500 -14	0.3878 -12	0.2592 -12	0.1877 -12

TABLEAU 21 b

$\rho_{480} = 0.1700\ -14\ g\ cm^{-3}$	T_∞ →	1000 K	1100 K
	s km^{-1}	$[O]_{200}$ g cm^{-3}	$[O]_{200}$ g cm^{-3}
	0.015	0.3212 -12	0.2171 -12
	0.016	0.3052 -12	0.2058 -12
	0.017	0.2920 -12	0.1964 -12
	0.018	0.2810 -12	0.1885 -12
	0.019	0.2716 -12	0.1819 -12
	0.020	0.2637 -12	0.1762 -12

CHAPITRE V

ASYMETRIES HEMISPHERIQUES

En 1965, une asymétrie de comportement entre les deux hémisphères pour des saisons locales identiques était déjà apparente en densités thermosphériques dans la structure de l'effet semi-annuel, le minimum de densité étant plus marqué en juillet qu'en janvier quelle que soit la latitude considérée (Jacchia,1965). En revanche, le formalisme mathématique imposé pour la conception des modèles empiriques ne permet pas de détecter d'autre type d'asymétrie. Ainsi, bien que pour les deux solstices des gradients de densité différents aient été observés dans les données ayant servi à l'élaboration du modèle J71 (Orfeuil,1976), ce modèle ne peut en rendre compte en raison de la symétrie du formalisme représentant les effets saisonniers.

En température, le modèle J71 n'indique aucune dissymétrie puisqu'il supprime arbitrairement l'effet semi-annuel sur cette grandeur. Il en est de même pour le modèle Waldteufel, symétrique lui aussi par construction.

Notre recherche a permis non seulement de retrouver et de mieux calculer l'asymétrie Nord-Sud déjà établie en densité totale, mais surtout de la mettre en évidence sur d'autres grandeurs physiques : température et composition, et de détecter des asymétries d'un autre type. Ces asymétries,que nous appellerons asymétries de deuxième ordre,sont illustrées principalement sur les cartes de

densités latitude-heure locale (figures 13$\frac{a}{b}_{c}$) du chapitre II qui indiquent l'existence de gradients latitudinaux de densité, différents d'un hémisphère à un autre pour une saison locale identique.

De telles asymétries ont été aussi trouvées sur des données entièrement différentes : températures exosphériques, composition, vents neutres dans la région F_2 .

Au cours de ce chapitre, nous rappellerons brièvement les asymétries détectées par nous-mêmes, résumerons celles données par d'autres auteurs et montrerons comment leur réunion permet de fournir une tentative d'explication sur la nature possible des sources d'énergie capables d'en rendre compte.

Le texte de ce chapitre reprend dans ses grandes lignes l'article Barlier et al (1974).

I - LES DIFFERENTES ASYMETRIES DE LA THERMOSPHERE

1 - densités totales

Les cartes latitude-heure locale représentatives des rapports B (chapitre II § II.3 , figure 13 $\frac{a}{c}$) ne tiennent pas compte de l'effet semi-annuel et ne présentent donc pas la dissymétrie qu'il engendre.

Comme la migration en latitude du renflement de densité suit la déclinaison du point subsolaire dans le modèle J71 les cartes sont donc symétriques par rapport à l'équateur pour les équinoxes,et le comportement des deux hémisphères est le même à saison locale identique.

Il n'en est pas de même pour les cartes construites d'après nos observations, qui montrent l'existence de gradients de densité différents d'une saison à l'autre. Il existe une plus grande variabilité saisonnière dans l'hémisphère Sud et des différences de gradients pôle-équateur.

Le maximum de densité est situé dans l'hémisphère Sud pour le solstice de décembre. Il est situé près de l'équateur pour le solstice de juin, mais légèrement décalé vers le Sud.

Il existe des gradients de densité à travers l'équateur durant la seconde partie de la nuit au solstice de décembre. Ces gradients ne sont pas discernables au solstice de juin.

Il existe deux minima de densité en période d'équinoxes (celui de l'hémisphère Nord étant plus grand que celui de l'hémisphère Sud) et un maximum légèrement décalé vers l'hémisphère Sud. Ceci a pour conséquence des densités plus élevées dans l'hémisphère Sud que dans l'hémisphère Nord.

Pour calculer les densités à 480 km pour la période d'obtention des températures OGO.6,nous avons effectué une moyenne glissante sur une période de 90 jours d'une manière identique à celle effectuée sur les températures. Les différences N-S, éliminant l'effet annuel, sont portées sur la figure 34. Si l'effet saisonnier était à l'état pur, les courbes seraient des sinusoïdes centrées sur l'axe des abscisses. En fait, il apparaît clairement que les densités dans l'hémisphère Sud sont le plus souvent supérieures ou égales à celles de l'hémisphère Nord.

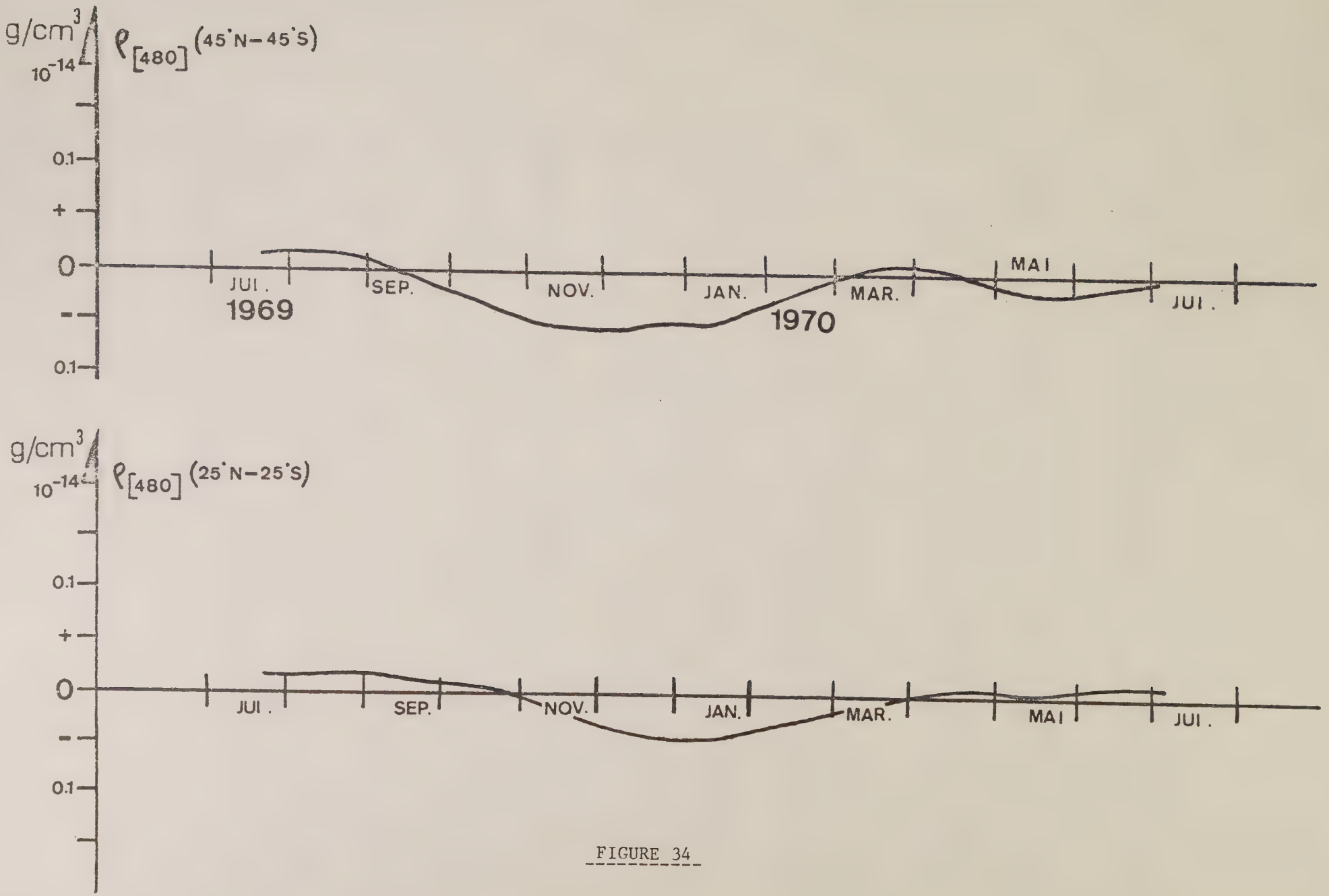

g/cm3
ρ[480] (45°N–45°S)
10-14
0.1
+
0
-
0.1
JUI.
1969
SEP.
NOV.
JAN.
1970
MAR.
MAI
JUI.
g/cm3
ρ[480] (25°N–25°S)
10-14
0.1
+
0
-
0.1
JUI.
SEP.
NOV.
JAN.
MAR.
MAI
JUI.

FIGURE 34

2 - Températures exosphériques

Des asymétries identiques à celles détectées en densités totales sont mises en évidence dans l'étude des températures $T_{OGO.6}$ (voir chapitre III, § I).

- L'amplitude des variations entre les solstices de décembre et juin est plus grande dans l'hémisphère Sud que dans l'hémisphère Nord (figure 15).
- A 25° les différences N-S montrent que la température dans l'hémisphère Sud est généralement plus élevée que celle de l'hémisphère Nord, même en période d'équinoxe (figure 17b).
- A 45° ces différences sont mieux réparties sinusoïdalement autour de zéro, mais il est quand même possible de détecter l'asymétrie notée à 25°, la différence étant plus grande pour le solstice de décembre que pour celui de juin (figure 17a).
- A l'équateur un effet annuel est mis en évidence, les températures de décembre étant plus élevées que les températures de juillet (figure 17c).
- Quelle que soit l'équinoxe considérée, la température est plus élevée dans l'hémisphère Sud (figure 18).

3 - Concentrations d'oxygène atomique à 200 km

Sur les densités $[O]_{200}$ déduites des densités totales à 480 km en utilisant les températures $T_{OGO.6}$ (chapitre IV), les remarques suivantes peuvent être faites :

- A 45° l'effet saisonnier domine et montre que l'oxygène tend à s'accumuler sur l'hémisphère froid (figure 23b).
- A 25° l'asymétrie est mise en évidence : les densités dans l'hémisphère Nord sont supérieures ou égales à celles dans l'hémisphère Sud (figure 23c).
- Une plus grande variabilité saisonnière apparaît dans l'hémisphère Nord (figure 24) que dans l'hémisphère Sud .

4 - Hélium

Les concentrations exosphériques d'hélium sont déduites par Keating et al (1973) de l'étude du frottement atmosphérique sur les satellites Explorer 9, 19, 24 et 39 entre 1961 et 1971. En raison de la complémentarité des orbites de ces satellites, les variations saisonnières sont évaluées dans les deux hémisphères. Le comportement asymétrique de l'hélium est présenté sur la figure 35. Le fait le plus significatif consiste dans une plus grande variation saisonnière dans le Sud que dans le Nord avec des concentrations équivalentes en hiver local dans les deux hémisphères et des concentrations plus basses en été local dans le Sud que dans le Nord.

Il faut mentionner que la méthode utilisée par Keating et al (1973) pour déduire la concentration de l'hélium à partir des mesures de freinage dépend du choix du modèle d'oxygène, la concentration en oxygène atomique devant être soustraite de la densité totale. Il en résulte une fragilité des conclusions sur le comportement asymétrique de l'hélium. Ces conclusions n'ont pu être confirmées (ou infirmées) par les données du satellite OGO.6 (Hedin et al, 1974) en raison de la couverture offerte par celui-ci qui s'opposait à une observation simultanée des deux hémisphères.

Avec ces réserves, nous avons décidé de nous en tenir aux résultats énoncés ci-dessus.

5 - Vents neutres dans la région F

Thuillier (1973) a montré que la distribution verticale de l'émission nocturne de la raie rouge 6300 Å de l'oxygène atomique, mesurée par les expériences embarquées sur les satellites OGO.4 et OGO.6, pouvait s'interpréter en termes de vents thermosphériques. Compte-tenu de la valeur de la déclinaison du champ géomagnétique, la région 0-150° E de longitude où cette déclinaison est faible a été choisie pour l'étude des vents méridionaux à travers l'équateur, car les effets des vents zonaux sur l'émission 6300 Å y sont négligeables.

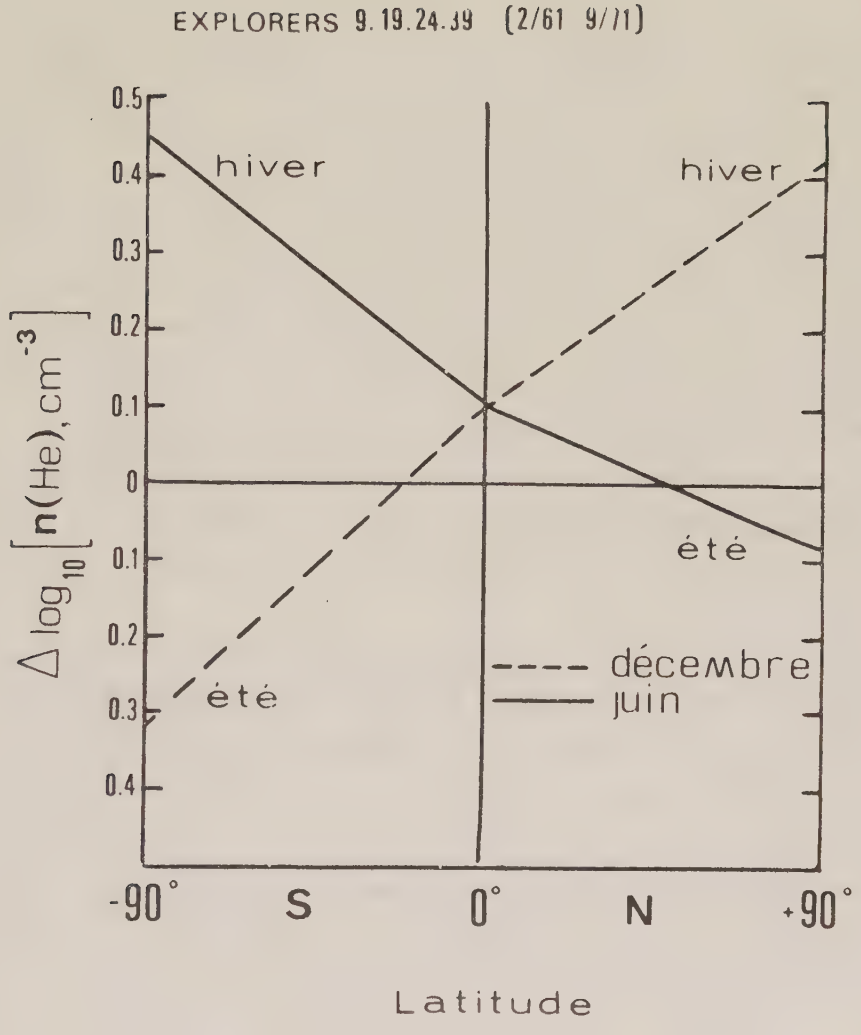


FIGURE 35

(Keating et al,1973)

L'émission tropicale au Nord de l'équateur magnétique en janvier a été comparée avec les données au sud de cet équateur en juin (figure 36). L'in-tensité des arcs tropicaux en janvier dans l'hémisphère Nord est supérieure à celle en juin dans l'hémisphère Sud.

Bramley et Young (1968) ont étudié théoriquement l'action d'un vent neutre transéquatorial sur l'altitude du maximum de concentration ionique de la couche F ($h_m F_2$). Sans vent, la distribution de $h_m F_2$ est symétrique par rapport à l'équateur magnétique. Quand un vent souffle,une dissymétrie est engendrée,et le maximum d'ionisation est localisé dans l'hémisphère où se dirige le vent. Il en résulte que $h_m F_2$ est plus petite dans ce même hémisphère. Ce résultat joint au fait que la distribution de $h_m F_2$ a une action exponentielle sur l'émission 6300 Å entraîne comme conclusion de la figure 36 que, pour la partie de la nuit considérée, le vent méridional soufflant du Sud vers le Nord en décembre est plus grand que celui soufflant du Nord au Sud en juin. Ce résultat expérimental est compatible avec l'hypothèse émise par Keating et al (1973) pour expliquer la distribution d'hélium.

Les données ionosphériques du modèle C.C.I.R. (1967-1972),triées selon les critères de King et al (1975) et interprétées par Thuillier (communication privée, 1975),permettent également de retrouver l'asymétrie des vents, compte tenu des résultats théoriques de Bramley et Young (1968). La figure 37 montre les deux ceintures des valeurs extrêmes $h_m F_2$ obtenues pour une heure locale constante. Le jeu complet de ces cartes permet d'obtenir les valeurs minimum et maximum $h_m F_2$ désignées respectivement par h_{min} ($h_m F_2$) et h_{max} ($h_m F_2$). La figure 38 compare les résultats pour juin et décembre 1967, Δ représente la demi-différence et S la demi-somme des deux grandeurs.

Il en ressort que : h_{max} est supérieure en décembre qu'en juin

h_{min} est de grandeur comparable

Δ est plus grand en décembre qu'en juin

S est plus grand en décembre qu'en juin

Le comportement de la région F n'est donc pas symétrique en juin et décembre et montre une composante annuelle.

Une dissymétrie en période d'équinoxe existe aussi dans les données ionosphériques. Les cartes latitude-heure locale présentent deux minima vers 60° N et S entre 2h et 4h. Ils peuvent être rapprochés de deux minima des cartes de densité globale aux mêmes latitudes, heure locale et période (chapitre II, & II.3).

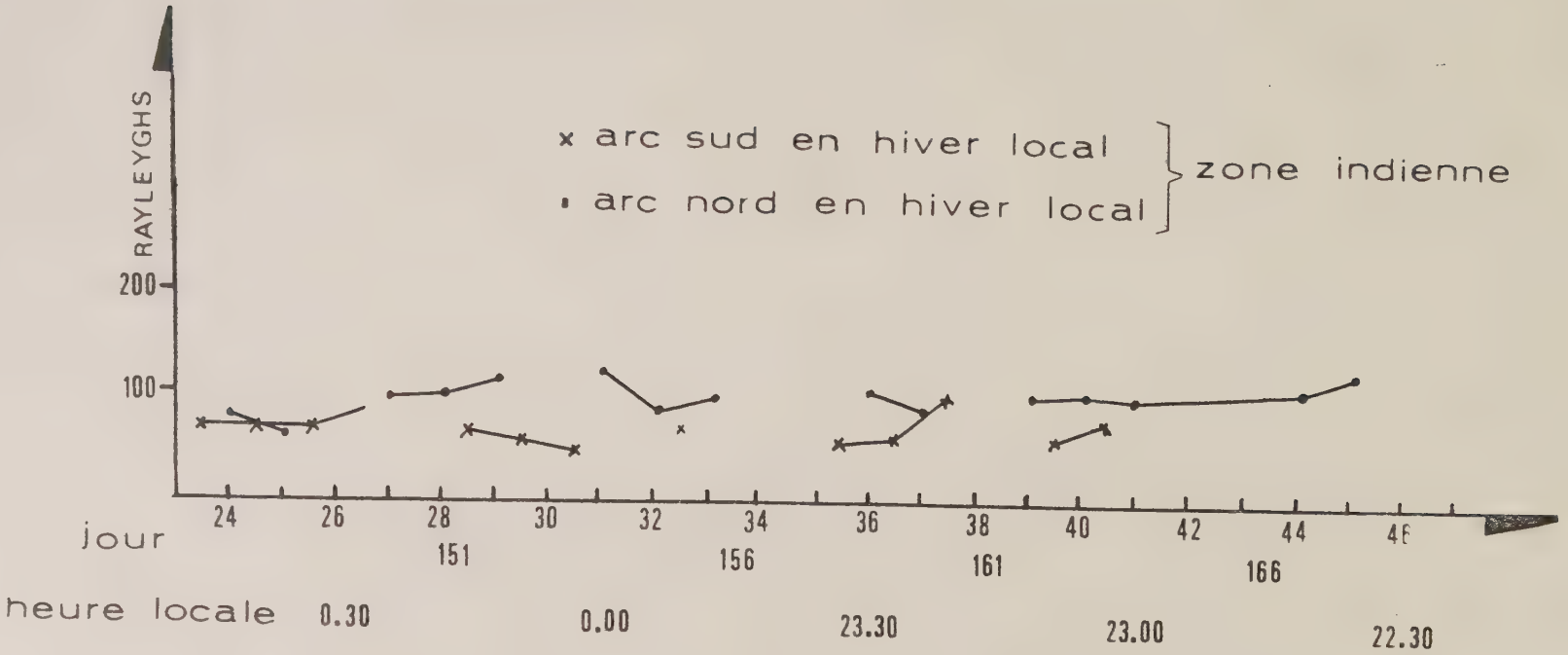


FIGURE 36

(Thuillier, 1973)

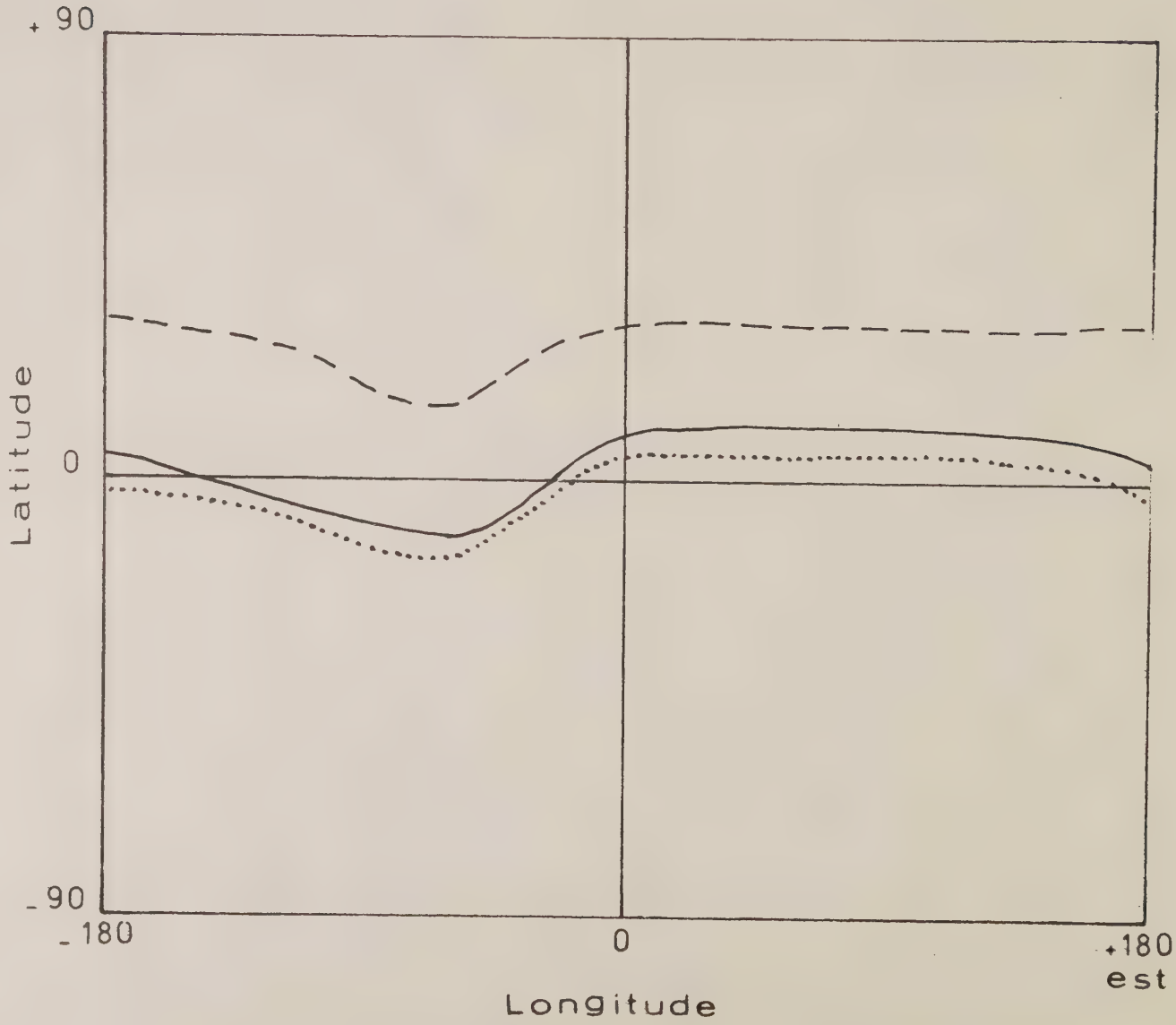


FIGURE 37

(d'après Thuillier)

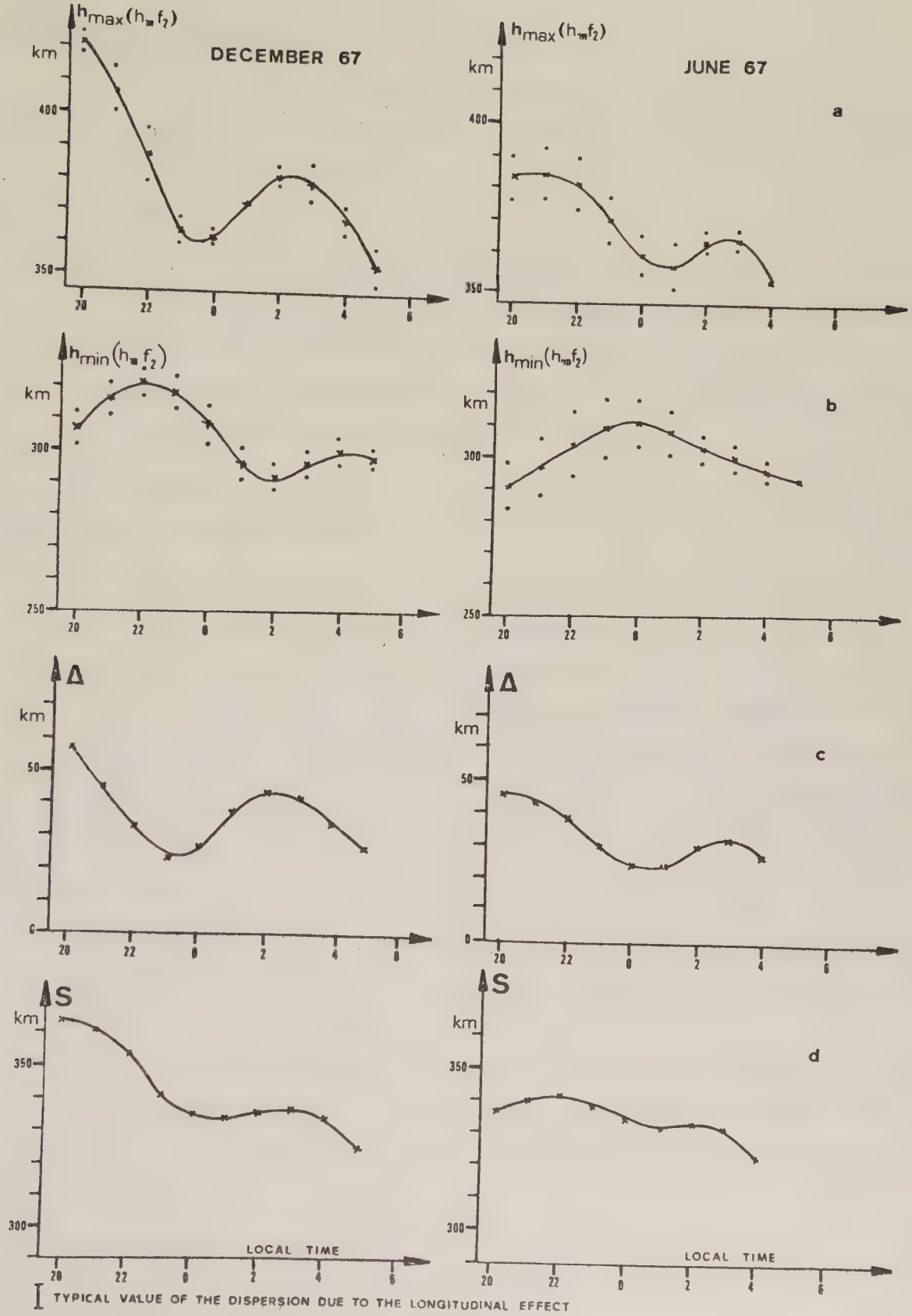


FIGURE 38 (d'après Thuillier)

II - TENTATIVE D'INTERPRETATION

Les résultats que nous venons de rappeler concordent tous à montrer que la variation de période d'un an dans l'atmosphère peut se décrire comme la somme de plusieurs variations :

a) variation saisonnière

b) variation annuelle globale ou indépendante de la latitude avec un maximum en décembre. Elle rend compte de la dissymétrie décembre-juillet observée dans la représentation généralement admise de l'effet semi-annuel.

c) variation annuelle dépendant de la latitude responsable des asymétries de deuxième ordre que nous avons mises en évidence.

Ces variations sont en phase dans l'hémisphère Sud et en opposition de phase dans l'hémisphère Nord.

Pour expliquer le premier type de dissymétrie, plusieurs études ont été effectuées et plusieurs processus ont été invoqués. Le premier et le plus important est l'apport de chaleur dû à l'absorption dans la thermosphère du rayonnement solaire ultra-violet par photo-dissociation et photo-ionisation, l'intensité globale de ce chauffage est liée au changement de distance terre-soleil (Volland et al, 1972, Ching et Chiu, 1972,1973). La distance est plus faible de 3% en décembre, ce qui entraîne une variation de 6% de l'énergie reçue. Cette source de chauffage ne peut à elle seule expliquer les phénomènes observés. Par suite, d'autres mécanismes doivent être invoqués:

- le chauffage provoqué par la dissipation par effet Joule des courants ionosphériques induits par les perturbations géomagnétiques dans les zones aurorales (Ching and Chiu, 1973).

- le chauffage par dissipation d'ondes de marées et de gravité aux altitudes thermosphériques dont l'efficacité est fonction de la distance Terre-Soleil et de l'absorption du rayonnement solaire dans la couche d'ozone (Volland 1972).

I - Recherche d'une source d'asymétrie conduisant à une composante annuelle dépendante de la latitude :

Tenant compte du fait qu'une asymétrie existe non seulement aux solstices, mais aussi en période d'équinoxe, l'hypothèse suivante peut être avancée : pour des conditions solaires identiques (déclinaisons solaires égales et opposées, même activité solaire), l'hémisphère Sud est capable de recueillir plus d'énergie que l'hémisphère Nord.

Nous allons montrer que cette hypothèse peut rendre compte des asymétries décelées surles différentes grandeurs physiques.

1.1. température

La première conséquence d'une efficacité non symétrique de l'effet solaire dans la thermosphère est une température exosphérique plus élevée mondialement pour le solstice qui correspond à la plus forte intéraction soleil-atmosphère (solstice de décembre). Cette hypothèse suggère aussi que, pour les deux équinoxes, l'hémisphère Sud doit être plus chaud que le Nord. Ceci est en accord avec nos résultats (figure 17 $\frac{a}{b}$ $\frac{}{c}$).

1.2. densités thermosphériques

Par suite de l'expansion thermique le renflement de densité doit avoir tendance à rester dans l'hémisphère Sud comme nous l'avons observé (figure 13 $\frac{a}{b}$ $\frac{}{c}$). La plus grande variation été -hiver des températures thermosphériques aux moyennes et basses latitudes dans l'hémisphère Sud doit entraîner une plus grande variation en densité, comme nous l'avons également observée.

1.3. circulation

La circulation saisonnière normale engendre des vents d'égale amplitude de l'hémisphère été à l'hémisphère hiver. Les températures et les densités plus élevées en moyenne dans l'hémisphère Sud conduisent à des cartes de pression dissymétriques qui sont à l'origine d'un renforcement du vent soufflant du Sud vers le Nord. Ceci correspond aux observations optiques (figure 36) et aux données ionosphériques (figure 38).

1.4. composition

Johnson et Gottlieb (1970, 1973) ont montré que le transport de chaque constituant au voisinage de la turbopause était proportionnel à leur échelle de hauteur. Ils en déduisent qu'une circulation méridionale tendra à accumuler les éléments légers (comparés à N_2) dans les régions de vents convergents (pression minima). Si l'on ajoute à cette circulation le système de vent Sud-Nord, il y aura accumulation des éléments légers sur l'hémisphère Nord comme il est observé pour l'oxygène atomique et l'hélium (figure 24 et 35).

Il reste à expliquer pourquoi une plus grande variabilité été-hiver apparaît dans l'hémisphère Sud pour l'hélium,et dans l'hémisphère Nord pour l'oxygène. Pour ce faire, nous devons étudier la circulation générale et les autres paramètres capables de faire varier les concentrations comme la température et la turbulence,et voir comment ces paramètres agissent sur O et He.

Une variation de température exosphérique se fera sentir au niveau de l'hélium. En revanche à l'altitude 200 km elle n'aura qu'un très faible effet sur l'oxygène atomique.

L'hélium est également très sensible aux variations de la turbulence. En effet, une plus grande turbulence accroîtra l'altitude de la turbopause et , par la même, provoquera une diminution des concentrations d'hélium.

Les données de turbulence sont actuellement fournies par l'étude de la déformation des nuages chimiques éjectés par fusées au-dessus de 90 km (Philbrick et al, 1973a) et des trainées ionisées crées par le passage des micro-météorites pénétrant dans la haute atmosphère (Zimmerman 1973). Les données de turbulence sont trop peu nombreuses pour construire un modèle global de ses variations en fonction de la latitude et de la date . Kockarts (1972,1973) a montré que le renflement d'hiver pouvait s'expliquer,soit par une variation latitudinale du coefficient K de diffusion turbulente, soit par un système de circulation méridionale. La circulation et la turbulence joueraient des rôles simultanés et complémentaires dans la haute atmosphère.

Une illustration des effets possibles de la turbulence sur l'hélium est donnée sur la figure 39, montrant à 400 km la réaction de ce gaz à un changement du coefficient K supposé indépendant de l'altitude. Bien que K soit variable avec l'altitude au-dessus de 90 km (Keneshea et Zimmerman , 1970) des valeurs constantes ont été utilisées seulement pour montrer la nature de l'effet. Cette approximation est licite puisque l'utilisation de coefficient dépendant de l'altitude conduit à des résultats similaires (Kockarts, 1972). Supposant que la totalité de la variation d'hélium déduite par Keating et al (1973) soit due à la turbulence, les coefficients K capables d'en rendre compte sont portés sur la figure 40. Cette figure indique que la valeur moyenne mondiale de la turbulence est supérieure en décembre qu'en juin.

Sur les concentrations en oxygène atomique, une augmentation de la turbulence a deux effets opposés (Kenesha et Zimmerman, 1970). Le premier est un accroîssement au-dessus du niveau de la turbopause de la concentration de l'oxygène moléculaire entraînant un accroîssement de la production de [O] par photo-dissociation. Le second est une augmentation du transport de [O] vers le bas où il est recombiné au-dessous de 80 km. Il est possible de déduire de ces deux effets que la concentration sera inchangée au-dessus du maximum alors qu'elle diminuera en dessous. Ces travaux théoriques semblent être confirmés par les données expérimentales de Philbrick et al (1973b) fournissant deux profils de [O] pour les 5 octobre et 20 novembre. Le profil obtenu fin novembre où la turbulence est plus élevée,conduit à des concentrations identiques à celles du 5 octobre au-dessus de 100/110 km,et des concentrations plus faibles aux altitudes inférieures.

Ces considérations permettent d'expliquer la différence de comportement entre l'oxygène et l'hélium.

L'oxygène atomique, principalement soumis à la circulation, aura donc une variabilité plus grande dans le Nord, comme nous l'observons.

L'hélium, présente un comportement résultant des trois effets.

FIGURE 39

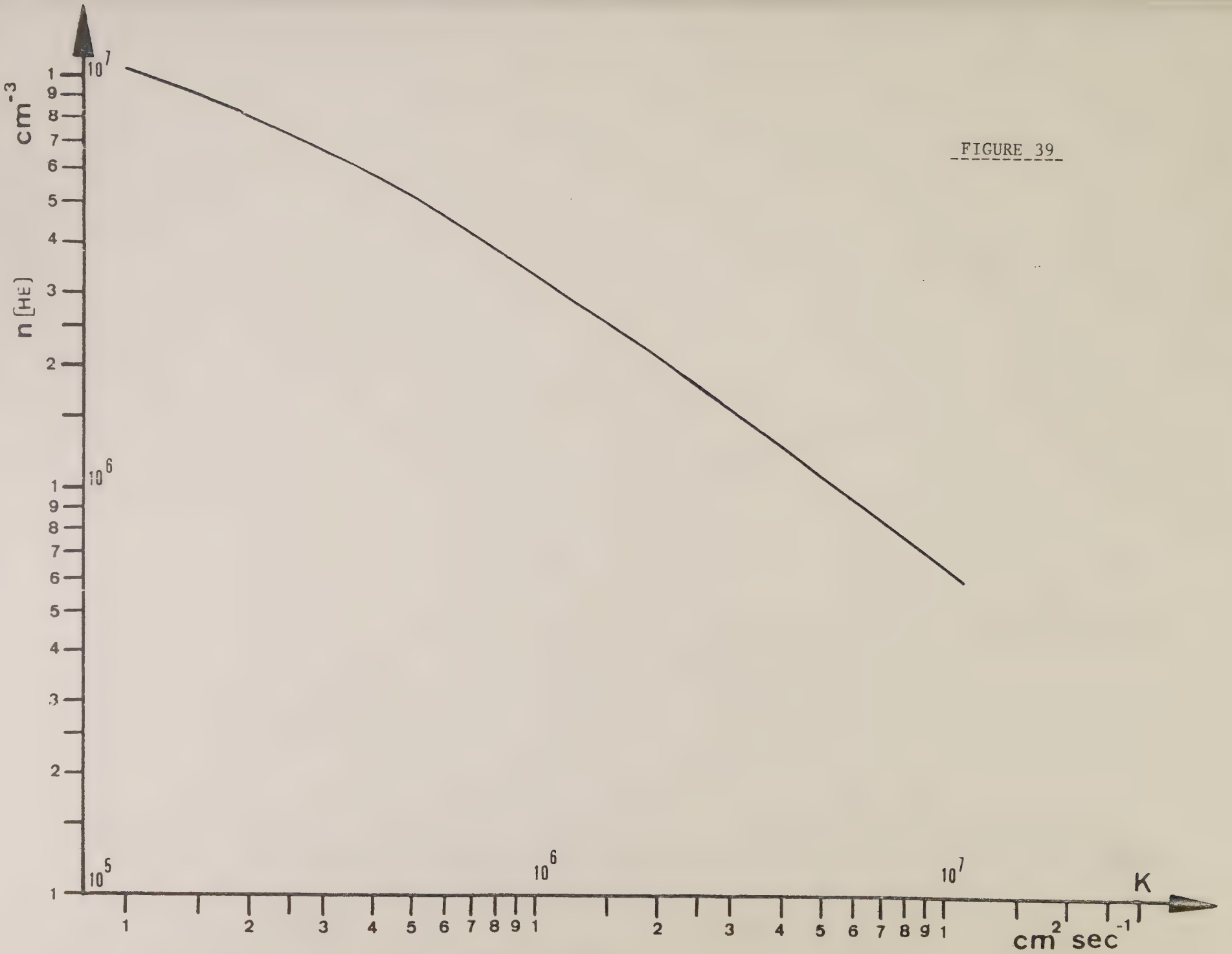
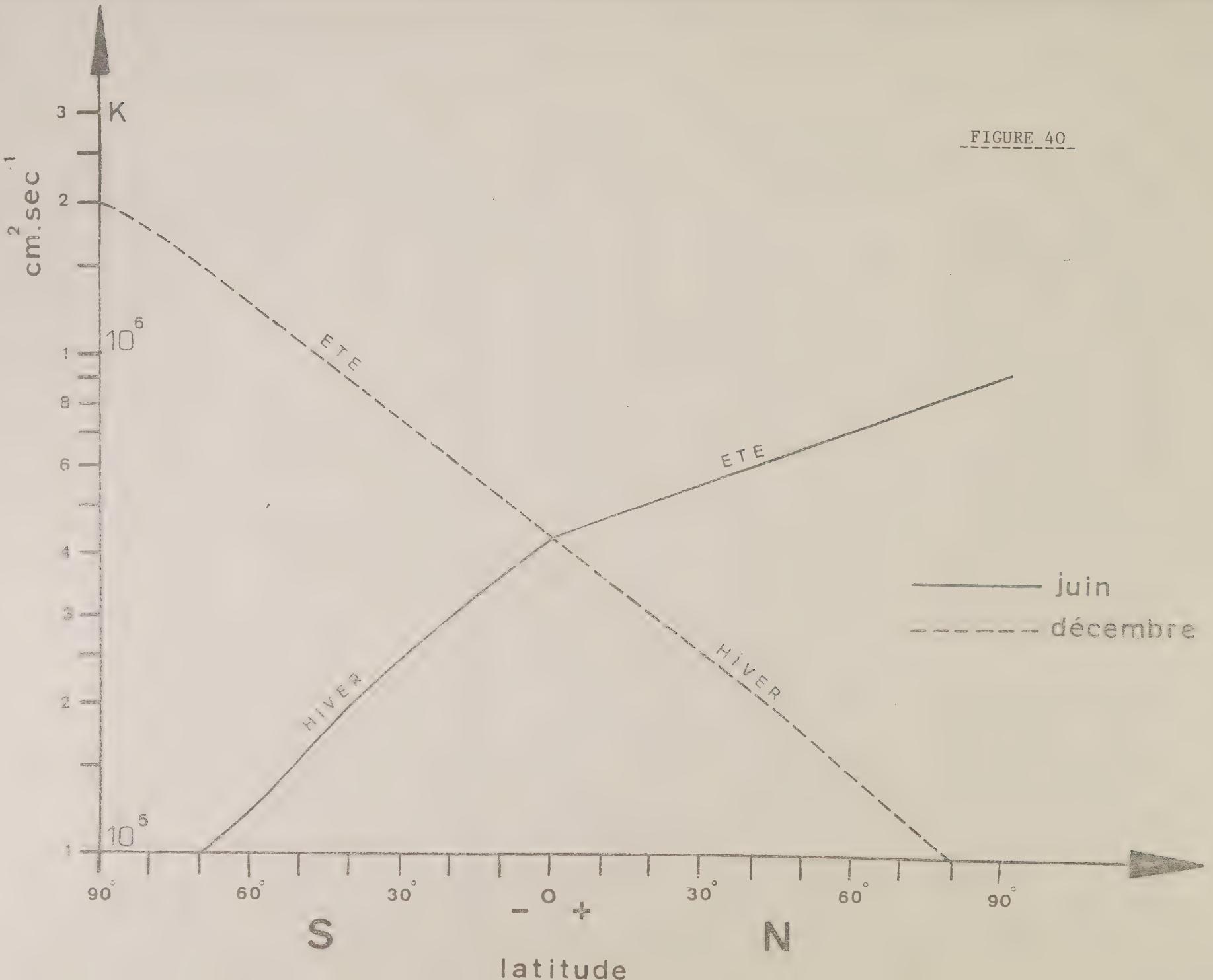


FIGURE 40


K
cm².sec⁻¹
3
2
1
8
6
4
3
2
1
10⁶
10⁵
ETE
ETE
HIVER
HIVER
juin
décembre
90°
60°
30°
0
30°
60°
90°
S
N
latitude

En hiver dans l'hémisphère Nord (décembre), le système de vent Sud-Nord est plus intense que pour l'hiver de l'hémisphère Sud (juin) en raison de l'asymétrie de la circulation méridionale. Le renflement d'hiver devrait donc être plus grand dans le Nord que dans le Sud. Mais la turbulence est plus grande en décembre qu'en juin, ce qui implique que le renflement d'hiver dans l'hémisphère Nord n'est pas aussi important que la circulation méridionale seule pouvait le prévoir. Finalement les renflements d'hiver sont similaires dans les deux hémisphères.

La situation est différente pour le minimum d'été. Dans l'hémisphère Sud la plus grande turbulence en décembre et le vent Sud-Nord s'unissent pour produire une réduction des concentrations d'hélium. Le minimum sera donc plus accentué en été dans l'hémisphère Sud qu'en été dans l'hémisphère Nord. Nous expliquons donc la plus grande variabilité été-hiver dans le Sud. La température agit également dans ce sens.

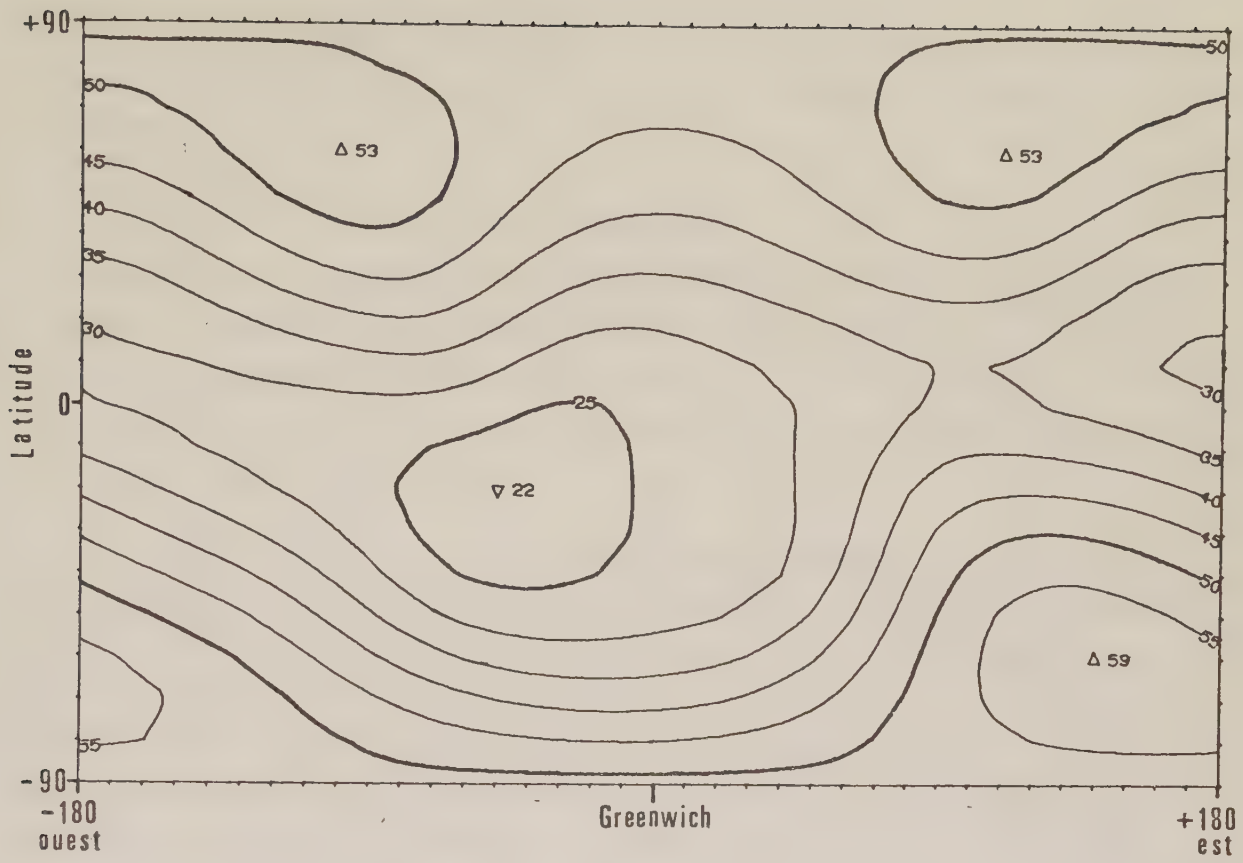
Avec comme hypothèse supplémentaire une turbulence mondiale en moyenne plus élevée en décembre qu'en juin, les asymétries décrites précédemment peuvent s'interpréter de manière satisfaisante en supposant qu'une plus grande énergie est recueillie dans l'hémisphère Sud que dans l'hémisphère Nord pour les mêmes conditions solaires.

Il reste maintenant à préciser la nature des sources de chauffage pouvant conduire à une telle asymétrie.

2 - Nature possible des sources de chauffage

Les caractéristiques physiques analysées dans les paragraphes précédents doivent être reliées aux sources de chauffage thermosphériques qui sont asymétriques même durant les équinoxes. Deux mécanismes peuvent alors être considérés :

- l'activité géomagnétique en raison de l'asymétrie du champ géomagnétique terrestre, aussi bien aux hautes latitudes (le maximum de précipitation de particules est situé plus haut dans l'hémisphère Nord que dans l'hémisphère Sud et est environ deux fois plus étendu en longitude) qu'aux basses latitudes (anomalie de l'Atlantique Sud) (figure 41).



Champ magnétique à 300 km

(en Gauss x 100)

FIGURE 41

- la dissipation d'énergie par ondes de marée puisque nous allons voir que l'atmosphère en dessous de la thermosphère présente certains aspects asymétriques.

2.1. effets liés à l'activité géomagnétique

L'importance des processus de chauffage liés à l'activité géomagnétique ont été mis en évidence par Blamont et Luton (1972). Les cartes de températures neutres tracées en période d'équinoxe pour les régions polaires ont tendance à révéler des températures en moyenne plus élevées dans l'hémisphère Sud que dans l'hémisphère Nord.

Torr et Torr (1973), pour tenter d'expliquer l'anomalie ionosphérique d'hiver,ont également montré l'importance des effets en latitude et longitude liés à l'activité géomagnétique. Décrivant en détail le comportement du maximum de densité électronique dans la couche F à différentes latitudes et longitudes, ils aboutissent à la conclusion que l'apport d'énergie dans l'hémisphère Sud est plus important que celui dans l'hémisphère Nord;ils l'attribuent à la valeur de l'intensité du champ magnétique plus faible dans une grande partie de l'hémisphère Sud que dans l'hémisphère Nord (figure 41).

2.2. marée semi-diurne et ozone

Puisque nous avons dû supposer une turbulence mondiale plus élevée en décembre et puisque la turbulence est liée à l'énergie déposée dans la mésosphère et se propageant vers les couches supérieures les effets des marées doivent être considérés. Il faut examiner quelle marée transporte cette énergie et si cette marée, ainsi que la source à l'origine de cette marée, présentent des asymétries hémisphériques.

Plusieurs auteurs, dont Roble et Dickinson (1973), ont, à la suite de calculs théoriques de la distribution de la température exosphérique, suggéré que le chauffage UV et EUV de la thermosphère était insuffisant pour rendre compte des températures observées. Se référant aux travaux théoriques de Lindzen et Blake (1970), ils suggèrent la dissipation de la marée semi-diurne dans la thermosphère comme source d'énergie supplémentaire.

Ces travaux théoriques sont renforcées par les mesures de vents neutres entre 100 et 200 km qui mettent en évidence l'existence d'une composante semi-diurne (Bernard et Spizzichino, 1971, Amayenc et Reddy, 1972). Les résultats de St Santin indiquent que l'amplitude de la composante semi-diurne en hiver est supérieure à celle en été mais aussi plus variable d'un jour à l'autre. Les mesures étant effectuées dans l'hémisphère Nord, il est impossible de distinguer si cet effet est saisonnier ou annuel. Cependant, compte tenu de la convergence de tous les résultats, il semble plausible d'admettre que l'effet est annuel avec un maximum centré en décembre, et de considérer alors comme mécanisme possible une asymétrie entre les solstices de l'excitation de la marée semi-diurne.

Il est reconnu que la marée semi-diurne est excitée par le rayonnement solaire ultra violet absorbé par la couche d'ozone et la vapeur d'eau (Lindzen et Blake, 1970); elle dépend donc du flux solaire et de la distribution et du contenu total en ozone.

Puisqu'il est difficile d'admettre un chauffage EUV de la thermosphère différent d'un hémisphère à l'autre, une dissipation asymétrique des marées devrait être expliquée par une asymétrie de la couche d'ozone entre les deux hémisphères.

Les variations des concentrations d'ozone en fonction de la latitude et de la période de l'année sont calculées par Glass (1973) d'après les travaux de A. Vassy. Nous donnons dans le tableau 22 les moyennes des concentrations pour les solstices et les deux équinoxes et pour les deux zones de latitude (0,+50) ; (0,-50) .

Tableau 22

Latitude	Juin Juillet	Décembre Janvier	Mars Avril	Septembre Octobre	2 équinoxes groupées	moyenne s/12 mois
Nord 0 - 50	280	272	298	257	277	276
Sud 0 - 50	296	287	274	311	292	293

Ce tableau indique une dissymétrie dans le contenu total d'ozone entre les deux hémisphères, les concentrations étant en moyenne sur l'année supérieures dans l'hémisphère Sud. Pour les deux solstices, les concentrations sont supérieures dans l'hémisphère Sud et la variabilité été-hiver parait également plus grande dans le Sud. Si l'on considère les deux équinoxes séparément, le contenu d'ozone est plus important au printemps local. Par contre, les deux équinoxes groupées montrent une nette prédominance de l'hémisphère Sud.

Une indication dans le même sens peut être tirée des travaux de Anver Ghazi (1974) montrant que le contenu total d'ozone augmentait avec la température stratosphérique. Comme ces températures (mesurées à bord de ballons dans l'hémisphère Sud) sont plus élevées au-dessus des océans que des continents (Blamont et al, 1969), l'ozone devrait être plus abondant au-dessus des océans. Les mesures de Falque et Pommereau (1973) donnant un rapport de 1,5 à 1,7 entre les valeurs au-dessus des océans et des continents, il y aurait donc en moyenne plus d'ozone dans l'hémisphère Sud, puisque les océans y occupent une plus grande superficie. Kulkarni (1962) trouve aussi plus d'ozone aux moyennes latitudes Sud pour la fin de l'été local, l'automne et l'hiver local.

Nous fondant sur ces différents travaux, nous pouvons conclure que le contenu total d'ozone présente une asymétrie hémisphérique même en période d'équinoxes. Cependant, si nous nous réfèrons aux travaux de Glass (1973) qui étudie les effets de la distribution d'ozone sur l'énergie déposée par les marées dans la mésosphère, cette propriété ne suffit pas pour engendrer une asymétrie dans la dissipation des marées. En effet, il ressort de ses calculs que l'excitation des marées croît avec le contenu total d'ozone à condition que croîsse également la valeur absolue du gradient vertical de distribution d'ozone dans la mésosphère. Une conclusion définitive nécessite donc la connaissance mondiale de la distribution verticale de l'ozone, ce qui n'est pas encore réalisé et des calculs de dissipation d'énergie pour déterminer si les ordres de grandeur obtenus permettent de rendre compte des asymétries observées.

CONCLUSION

Une méthode d'obtention des densités totales de l'atmosphère neutre et une progression dans la connaissance du comportement de ces densités ainsi que leur modélisation a été le but premier de ce travail.

L'analyse individuelle et statistique des densités a permis d'apporter une contribution à la description et à l'interprétation d'effets déjà connus tel l'effet semi-annuel, l'effet lié à l'activité géomagnétique, spécialement en indiquant leur importance aux basses altitudes. Elle a mis en évidence également, grâce à la finesse des déterminations, des phénomènes nouveaux, telle la dissymétrie de comportement entre les deux hémisphères pour des saisons locales identiques. Par là même, elle a permis de comprendre certains phénomènes physiques dont ne pouvaient rendre compte des modèles symétriques de densité.

Le modèle de densité élaboré pour s'ajuster au mieux sur les mesures représente, au sens statistique, un comportement moyen de l'atmosphère. Cependant, il tient compte des structures fines qui ont été décelées et constitue une base plus réaliste pour calculer d'autres paramètres de l'atmosphère et les rendre plus cohérents avec les observations, vents neutres dans la région F, par exemple.

L'étude effectuée ici est limitée en altitude et ne couvre que la période de forte activité solaire, mais elle peut se généraliser pour toutes autres zones et périodes. Les méthodes mises au point, tant au point de vue calcul des densités qu'au point de vue traitement des fichiers, constituent un matériel mathématique et informatique qui permettra de poursuivre la surveillance de l'atmosphère. Il sera ainsi possible de constituer, selon les besoins scientifiques, des modèles de densités totales. Ce matériel sera également utilisé pour le traitement des densités déduites des mesures du micro-accéléromètre placé à bord du satellite Castor. Nous pouvons donc dire qu'actuellement la densité est un paramètre bien connu de l'atmosphère.

Il n'en est pas de même pour les températures dont les méthodes de détermination ne permettent pas une couverture mondiale continuelle. Les températures exosphériques déduites des mesures du sondeur à diffusion incohérente sont obtenues de manière très régulière mais principalement à 45° de latitude Nord. Celles déduites de l'expérience embarquée à bord de satellites (OGO.6 , par exemple) sont bien réparties dans l'espace mais limitées en temps à la durée de vie de l'expérience. Néanmoins, pour la période d'obtention des $T_{OGO.6}$ nous avons pu améliorer la représentation du comportement saisonnier et annuel des températures en zones équatoriales et tempérées. Les résultats sont confirmés à 45° Nord par la comparaison aux données du sondeur.

La connaissance des températures jointe au modèle statistique de densité totale permet d'atteindre les concentrations en oxygène atomique (et ultérieurement en azote moléculaire) à l'altitude inférieure de 200 km. Le comportement de l'oxygène atomique est ainsi donné avec certaines limitations en latitude en raison du manque de données températures. D'importantes variations à longues et courtes périodes sont mises en évidence ainsi que la dépendance saisonnière de la structure de la variation diurne. Une étude plus complète nécessiterait des mesures de température sur tout le globe et à toute époque. Un effort doit être effectué dans ce sens, grâce, entre autres, à la coordination de plusieurs sondeurs à diffusion bien répartis mondialement et à des expériences embarquées (Satellite Atmospheric Explorer, par exemple).

Les résultats obtenus au cours de cette étude permettent de rendre compatible un ensemble de données différentes : densités totales, températures, émission de la raie rouge 6300 Å de l'oxygène atomique, vents neutres dans la région F_2, oxygène atomique à 200 km déduit des mesures du sondeur à diffusion incohérente de St Santin.

Enfin une asymétrie hémisphérique mondiale se dégage de l'étude de ces différentes données : Plus d'énergie semble être déposée en moyenne dans la thermosphère de l'hémisphère Sud que dans celle de l'hémisphère Nord, même en période d'équinoxes. Ce fait est relié aux processus de chauffage présentant une dissymétrie : chauffage lié au champ magnétique et dissipation des ondes de marées liée à l'asymétrie mondiale de la distribution d'ozone dans la stratosphère et la mésosphère.

BIBLIOGRAPHIE

Alcaydé,D., P. Bauer, C. Jaeck and J.L. Falin, Diurnal variation of the atmospheric density at 400 km, J. Geophys. Res., 76 , 7814, 1971.

Alcaydé, D., Diurnal and long term behavior of the exospheric temperature as observed by incoherent scatter sounding in the F_2 Region , Radio Science, 9 , 239, 1974.

Alcaydé, D., P. Bauer and J. Fontanari, Long term variation of thermospheric temperature and composition J. Geophys. Res. , 79 , 629, 1974.

Alcaydé, D., Structure et thermodynamique de la thermosphère à moyenne latitude. Une étude par diffusion incohérente,Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paul Sabatier, Toulouse 1975.

Amayenc, P., and C.A. Reddy, Height structure of tidal winds as inferred from incoherent scatter observations, Planet. Space Sci., 20 , 1269, 1972.

Amayenc, P., Mouvements thermosphériques de grande échelle. Une étude par diffusion incohérente à moyenne latitude, Thèse de Doctorat d'Etat, Université Pierre et Marie Curie, Paris 1975.

Anver Ghazi, Nimbus IV observations of changes in the total ozone and stratospheric temperatures during a sudden warning, Goddard Space Flight Center, Note X 911 74 84 , 1974.

Barlier, F. , J.P. Chassaing et P. Muller, Surveillance de l'activité solaire à partir des observations optiques de satellites, Space Research VII , 1227 , 1967.

Barlier, F. et C. Meyer, Densités entre 150 et 180 km déduites d'observations de satellites artificiels à périgée très bas, ou en voie de chute, en particulier à partir de celles de 66.51.C, Space Research VIII , 969, 1968.

Barlier, F.,D. Perret and C. Jaeck, Seasonal variation of the atomic oxygen concentration in the lower thermosphere, J. Geophys. Res., 76 , 7797, 1971.

Barlier, F., J.L. Falin, M. Ill and C. Jaeck, Structure of the neutral atmosphere between 150 and 500 km, Space Research XIII, 349, 1973.

Barlier. F., P. Bauer, C. Jaeck, G. Thuillier, and G. Kokarts, North-South asymmetries in the thermosphere during the last maximum of the solar cycle, J. Geophys. Res., 79 , 5273, 1974.

Bates, D.R., Some problems concerning the terrestrial atmosphere above about 100 km level, Proc. Roy. Soc . London, A253 , 451, 1959.

Bauer, P., P. Waldteufel and D. Alcaydé, Diurnal variations of atomic oxygen density and temperature determined from incoherent scatter measurements in the ionospheric F Region, J. Geophys. Res., 75 , 4825 , 1970.

Benzécri, J.P. , L'analyse des données, Dunod éditeur, Paris 1973.

Bernard et Spizzichino, Semi-diurnal wind and temperature oscillations in the E-Region observed by the Nancay incoherent scatter experiment, J. Atmos. ter. Phys., 33 , 1345, 1971.

Blamont, J.E., Heinsheimer, T.F. and J.P. Pommereau, New experimental description of the geographical temperature distribution in the southern hemisphere near the 100 millibar level during winter and spring, J. Geophys. Res. , 74 , 7038, 1969.

Blamont, J.E. and J.M. Luton, OGO.6 neutral temperature measurements, comparison with the temperature models, Cospar Seattle 1971.

Blamont, J.E. and J.M. Luton, Geomagnetic effect on the neutral temperature of the F region during the magnetic storm of September 1969, J. Geophys.Res., 77 , 3534, 1972.

Bordet, J.P. , Etude de données géophysiques. Modélisation statistique par régression factorielle, Thèse de 3ème cycle, Université Paris VI , 1973.

Bramley, E.N., and M. Young, Winds and electromagnetic drifts in the equatorial F_2-region, J. Atmos. Terr. Phys. , 30 , 99, 1968.

Brouwer, D., Solution of the problem of artificial satellite theory without drag, The Astronomical Journal, 64 , 378, 1959.

Carru, H., M. Petit et P. Waldteufel, Etude expérimentale de la diffusion incohérente dans l'ionosphère, Onde électrique, janvier 1966.

Chandra, S.,and P. Stubbe , Ion and neutral composition changes in the thermospheric region during magnetic storms, Planet. Space Sci., 19 , 491, 1971.

Chandra, S., and P. Stubbe, On explaining the F-region seasonal anomaly in terms of composition changes in the lower atmosphere, Planet. Space, Sci., 19 , 1014, 1971.

Ching, B.K., and Y.T. Chiu, Annual and Sub-annual effects of EUV heating, I Harmonic analysis. II Comparison with density variations, Planet. Space. Sci., 20 , 1745, 1972.

Ching, B.K., and Y.T. Chiu, Global distribution of thermospheric heat sources : EUV absorption and joule dissipation, Planet. Space. Sci. , 21 , 1633, 1973.

Clairemidi, J., Etude de la vitesse de rotation de la haute atmosphère , Diplome d'Etudes Approfondies, Faculté des Sciences de Besançon, 1972.

Clairemidi, J., Modèle théorique de vents à 300 km d'altitude en période d'équinoxe - comparaison aux observations, Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université Pierre et Marie Curie, Paris 1976.

Cook, G.E., Drag coefficients of spherical satellites. Ann. Geophys., 22 , 53, 1966.

Cook, G.E., The large semi-annual variation in exospheric density, Planet. Space Sci., 15, 627, 1967.

Cook, G.E., The semi-annual variation in the upper atmosphere. A review, Ann. Geophys., 25 , 451, 1969.

Cook, G.E., Variations in the exospheric density during 1967-68, as revealed by ECHO II, Planet. Space Sci., 18 , 387, 1970.

Cox, L.P. and J.V. Evans, Seasonal variation of the O/N_2 ratio in the F-region, J. Geophys. Res., 75 , 6271, 1970.

Donahue, T.M. , Radio Sci., 1 , 73, 1972.

Duncan, R.A., F-region seasonal and magnetic storm behaviour, J. Atmos. terr. Phys., 31 , 59, 1969.

Falin, J.L. , Analyse des variations de la densité de la haute atmosphère neutre, Thèse de Doctorat d'Université, Faculté des Sciences de Besançon, 1972.

Falque, and J.P. Pommereau, Communication privée, 1973.

Fergusson, E.E., Ann. Geophys. 25 , 819, 1969.

Fernandez, R., Etude comparative des variations de densités totales à l'aide de l'analyse factorielle des correspondances, Thèse de 3ème cycle, Université Pierre et Marie Curie, Paris 1976.

Fontanari, J., Analyse de la température neutre observée par diffusion incohérente dans la basse thermosphère, Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Université de Toulouse, 1973.

Glass, M., Etude des limites temporelles des ondes de gravité observées dans la basse thermosphère, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris VI, 1973.

Harper, R.M., Dynamics of the neutral atmosphere in the 200-500 km height region at low latitude, Ph. D. Thesis 1971, Rice University, Houston, Texas.

Hedin, A.E., H.G. Mayr, C.A. Reber, N.W. Spencer and C.R. Carignan, Empirical model of global thermospheric temperature and composition based on data of the OGO.6 quadrupole spectrometer, J. Geophys. Res., 79 , 215, 1974.

Ill, M., F. Barlier and C. Jaeck, Résultats de la comparaison de deux méthodes de détermination de densité, Congrès Interobs, Prague 1968.

Ill, M., F. Barlier and P. Kohler, A remark on the semi-annual variation of air density, Space Research X , 485, 1970.

Ill, M., J. Clairemidi and J.L. Falin,Neutral winds in the F-region, Planet. Space Sci., 23 , 401, 1975.

Jacchia, L.G., Static diffusion models of the upper atmosphere with empirical temperature profiles, Spec. Rep. 170, Smithson. Astrophys. Observ. Cambridge, Mass., 1965.

Jacchia, L.G., Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles, Spec. Rep. 332, Smithson. Astrophys. Observ., Cambridge, Mass., 1971.

Jaeck, C., Détermination des densités atmosphériques entre 140 et 200 km et comparaison avec les modèles d'atmosphère récents, Thèse de 3ème cycle, Faculté des Sciences de Paris, 1969.

Jaeck, C., C. Meyer, J.L. Pieplu and J. Vercheval, Variations des densités atmosphériques entre 140 et 200 km, Space Research X, 1970.

Jaeck-Berger, C. et F. Barlier, Review of drag effects on satellite orbits for Geodynamic studies, Proceedings of the International Symposium on the use of artificial satellites for Geodesy and Geodynamics, 275, Athens 1973.

Jaeck-Berger, C., Modèle statistique de densité globale entre 180 et 500 km , Ann. Geophys., 29 , 547, 1973.

Johnson, F.S. and B. Gottlieb, Composition changes in the lower thermosphere, Space Research IX, 442, 1969.

Johnson, F.S., and B. Gottlieb, Eddy mixing and circulation at ionospheric levels, Planet. Space. Sci., 18 , 1707, 1970.

Johnson, F.S., and B. Gottlieb, Atomic oxygen transport in the thermosphere, Planet. Space. Sci., 21 , 1001, 1973.

Keating, G.M., D.S. Mc Dougal, E.J. Prior, and J.S. Levine, North-South asymmetry of the neutral exosphere, Space Research, 13, 327, 1973.

Keneshea, P.J., and S.P. Zimmerman, The effect of mixing upon atomic and molecular oxygen in the 70-170 km region of the atmosphere, J. Atmos. Sci., 27, 831, 1970.

King-Hele , D., Theory of satellite orbits in an atmosphere. London, Butterworths, 1964.

King-Hele, D.G. and D.W. Scott, A revaluation of the rotational speed of the upper atmosphere, Planet. Space Sci., 14 , 1339, 1966.

King-Hele, D.G. and J. Kingston, Air density at heights near 190 km in 1966-67, from the orbit of Secor 6, Planet. Space Sci . , 16 , 675, 1968.

King-Hele, D.G. and J. Hingston, Variation in air density at 480 km, from the orbit of Midas 2 Planet. Space. Sci., 16 , 937, 1968.

King-Hele, D.G. and D.M.C. Walker, Air density at height of 470 km between Jannuary 1967 and May 1968 from the orbit of the satellite 1966.118.A , Planet. Space Sci., 17 , 197, 1969.

King, J.W., and P.A. Smith, The seasonal anomaly in the behaviour of the F_2 layer critical frequency, J. Atmos. terr. Phys., 30 , 1707, 1968.

King, J.W., G. Thuillier et J.C. Samuel, The accuracy of the CCIR F_2 layer model at low and middle latitudes, Electronic letters, 11 , Août 1975.

Kockarts, G. et M. Nicolet, Le problème aéronomique de l'hélium et de l'hydrogène neutre, Ann. Géophys. 18, 269, 1962.

Kockarts, G., Distribution of hydrogen and helium in the upper atmosphere, J. Atmos.terr. phys. 34, 1729, 1972.

Kockarts, G., Helium in the terrestrial atmosphere, Space Sci. Rev., 14 , 723, 1973.

Kockarts, G., Neutral atmosphere modeling, B.M. Mc Cormac (ed.), Atmospheres of Earth and the Planets, 235-243, 1975.

Kohler, P., Estimation du coefficient aérodynamique du satellite D5.B. Rapport interne. Observatoire de Paris, 1972.

Krankowsky, D., W.T. Kasprzak, and A.O. Nier, Mass spectrometric studies of the composition of the lower thermosphere during summer 1967, J. Geophys. Res., 73, 7291, 1968.

Kulkarni, R.N., Comparison of ozone variations and of its distribution with height over middle latitudes of the two hemispheres, Quart. J. Roy. Meteo. Soc., 88 , 522, 1962.

Lespes, J.P., Contribution à l'étude de la haute atmosphère entre 350 km et 1500 km par l'analyse du freinage des satellites artificiels, Thèse de Docteur Ingénieur, Faculté des Sciences de Besançon, 1969.

Lindzen, R.S., and D. Blake, Mean Heating of the thermosphere by tides, J. Geophys. Res., 75 , 6868, 1970.

Marov, M. Zmievskaya, G. and A. Pyarnpuu, On the refinement of parameters of the flux-surface interaction and the atmospheric density variation according to the data of satellite motion evolution, Cospar Leningrad, 1970.

Mayr, H.G., I. Harris et H. Volland, Theory of the phase anomaly in the thermosphere, J. Geophys. Res., 78 ,7480, 1973.

Morando, B., Mouvement d'un satellite artificiel de la terre, Cours et documents de Mathématique et de Physique,Gordon et Breach, 1974.

Orfeuil, J.P., Etude par analyse des données de la structure de la haute atmosphère terrestre, Thèse de 3ème cycle, Université Pierre et Marie Curie, Paris 1976.

Paetzold, H.K. and H. Zschörner, The structure of the upper atmosphere and its variations after satellite observations, Space Research II, 958, 1961.

Perret, D., Recherches sur l'utilisation simultanée des mesures de température et des mesures de densité, Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Faculté des Sciences de Paris, 1971.

Philbrick, C.R., R.S. Narcisi, R.E. Good, H.S. Hoffman, T.J. Keneshea, M.A. Macleod, S.P. Zimmerman, and B.W. Reinish, The Aladin experiment Part II, Composition, Space Research, 13, 441, 1973 a.

Philbrick, C.R., G.A. Faucher and E. Trzcinski, Rocket measurements of mesospheric and lower thermospheric composition, Space Research, 13 , 255, 1973 b.

Risbeth, H. and C.S.G.K. Setty, The F layer at sunrise, J. Atmos. Terr. Phys., 20 , 263, 1961.

Risbeth, H., On explaining the behavior of the Ionospheric F region, Rev. of Geophys., 6 , 33, 1968.

Roble, R.G. et R.B. Norton, Thermospheric molecular oxygen from solar extreme ultraviolet occultation measurements, J. Geophys. Res., 77 , 3524, 1972.

Roble, R.G., and R.E. Dickinson, Is there enough solar extreme ultraviolet radiation to maintain the global mean thermospheric temperature, J. Geophys. Res., 78 , 249, 1973.

Rousseau, M., Density deduced from perturbations at high altitudes, Planet. Space Sci., 21 , 1705, 1973.

Salah, J.E., J.V. Evans, and R.H. Wand, Seasonal variations in the thermosphere above Millstone Hill, Radio Sci., 9 , 231, 1974.

Salah, J.E., J.V. Evans, D. Alcaydé et P. Bauer, Comparison of exospheric temperatures at Millstone Hill and Saint-Santin, Advances in incoherent Scatter symposium, XVIIIe General Assembly of URSI, Lima, 1975.

Shamberg, R., Analytic representation of surface interaction for free molecule flow with application to drag of various bodies, Rand Research Memorandum, RM - 2313, 1959.

Stellmacher, I., Influence du champ magnétique terrestre sur le mouvement d'un satellite autour de son centre de gravité, Celestial Mechanics, 5 , 470, 1972.

Sterne, T.E., Effect of the rotation of a planetary atmosphere upon the orbit of a close satellite, ARS Journal, 777, 1959.

Strobel, D.F. and M.B. Mc Elroy, The F_2 layer at middle latitudes, Planet. Space Sci., 18 , 1181, 1970.

Thuillier, G., Explication de 1'émission tropicale 6300 Å de 1'oxygène atomique : Mesure et Théorie, Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris VI, 1973.

Torr, M.R., and D.G. Torr, The seasonal behaviour of the F_2 layer of the ionosphere, J. Atmos. terr. phys., 35 , 2237, 1973.

Union Internationale des Télécommunications, Rep. 340, 117, Com. Consult. Int. des Radiotélécommunications, Geneva, 1967.

Vercheval, J., Contribution à 1'étude de 1'atmosphère terrestre supérieure à partir de 1'analyse orbitale des satellites, Acad. Roy. Belg., Mém. A. Sci., XLI, 1974.

Vercheval, J., Variations of exospheric temperature and atmospheric composition between 150 and 1100 km in relation with the semi-annual effect, Cospar Varna, 1975.

Volland, H., A theory of thermospheric dynamics . Part II , Planet. Space Sci., 17 , 1709, 1969.

Volland, H., C. Wulf - Mathies and W. Priester, On the annual and semi-annual variations of the thermospheric density, J. Atmosph. Terr. Phys., 34 , 1053, 1972.

Wachtel, C., Températures thermosphériques neutres déduites des mesures d'interférométrie à bord du satellite OGO.6, Thèse de 3ème cycle, Université de Paris VI, Novembre 1975.

Waldteufel, P., Une étude par diffusion incohérente de la haute atmosphère neutre, Thèse de Doctorat d'Etat, Faculté des Sciences de Paris, 1970a.

Waldteufel, P., A study of seasonal changes in the lower thermosphere and their implications, Planet. Space Sci., 18 , 741, 1970b.

Waldteufel, P. and L. Cogger, Measurements of the neutral temperature at Arecibo, J. Geophys. Res., 76, 5322, 1971.

Waldteufel, P., Exospheric temperatures from Rockets and incoherent-scatter measurements, J. Geophys. Res., 76 , 6990, 1971.

Wyatt, S.P., The effect of terrestrial radiation pressure on satellites orbits. Dynamics of Satellites (Ed. M. Roy), Springer, Berlin, 180, 1963.

Zimmerman, S.P., Meteor trails and atmospheric turbulence, J. Geophys. Res., 78 , 3927, 1973.

A N N E X E 1

Satellites utilisés pour l'étude statistique

satellite	excentricité	inclinaison en degrés	altitudes max. en Km	altitudes min. en Km	nombre de données utilisées
61 015 I	0.008	66.8	516	429	91
62 015 B	0.05	53.8	399	367	36
63 003 A	0.005	81.9	474	314	124
63 025 B	0.22	82.1	368	332	242
63 031 B	0.73	33.1	232	182	107
64 006 A	0.33	60.8	432	398	134
64 006 B	0.33	60.8	434	400	110
64 038 A	0.32	60.7	404	386	31
64 045 B	0.20	95.6	300	264	329
64 052 A	0.03	98.6	451	395	246
65 011 D	0.10	56.0	290	168	320
65 017 B	0.05	97.8	308	183	140
65 020 A	0.10	56.0	280	202	140
65 020 B	0.09	56.0	280	165	182
65 020 C	0.09	56.0	276	169	109
65 078 A	0.18	144.3	424	410	116
65 081 A	0.07	87.4	446	408	194
65 105 B	0.07	30.1	272	182	158
65 108 A	0.72	26.3	207	169	84
66 013 A	0.14	34.0	512	502	120
66 013 B	0.14	34.0	512	502	116
66 034 A	0.28	82.4	386	354	110
66 034 B	0.28	82.4	385	359	34
66 044 A	0.15	64.6	299	267	176

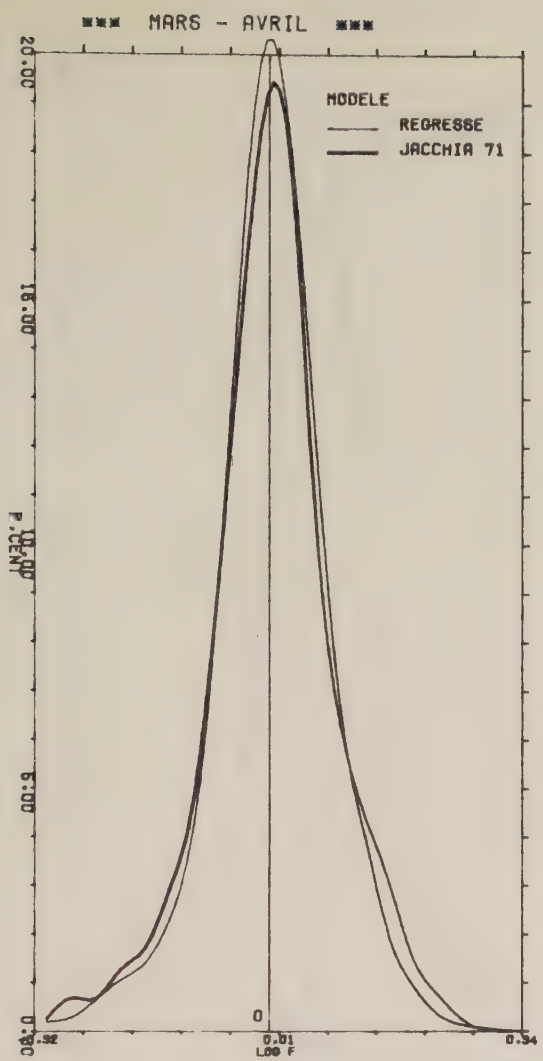
ANNEXE 1 (suite)

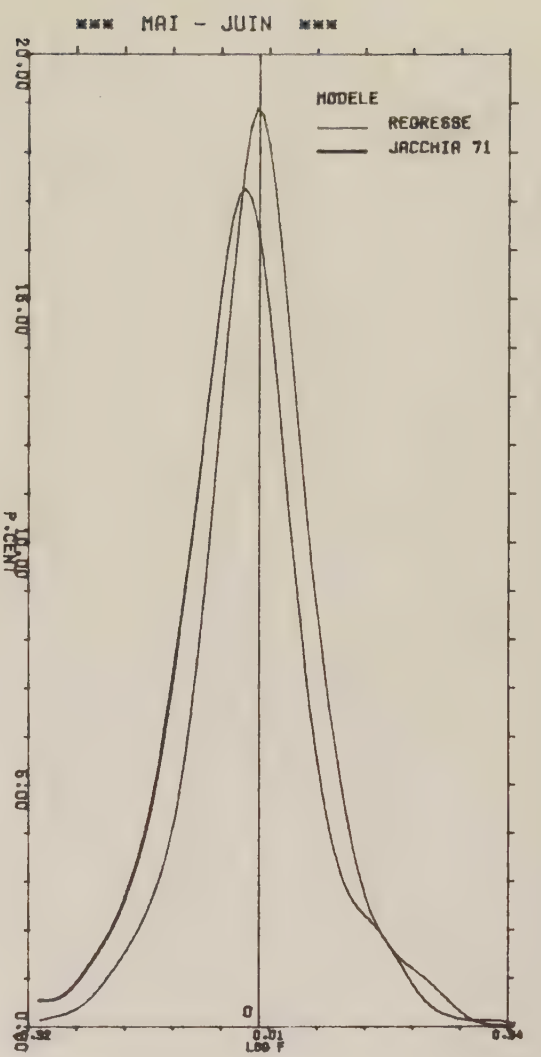
satellite	excentricité	inclinaison	altitudes max.	altitudes min.	nombre de données utilisées
66 044 B	0.15	64.6	268	185	260
66 044 C	0.08	64.5	329	266	243
66 070 A	0.23	81.4	391	358	124
66 070 B	0.23	81.4	392	358	187
66 070 C	0.23	81.4	309	261	85
66 097 A	0.08	81.9	349	297	253
66 097 B	0.08	81.9	348	288	209
66 097 C	0.05	81.9	288	220	85
66 097 D	0.08	81.9	406	358	212
66 117 A	0.10	48.7	238	167	158
67 031 A	0.45	28.4	196	137	361
67 031 B	0.45	28.5	173	132	198
67 019 B	0.12	48.4	227	174	147
67 104 A	0.02	64.0	530	253	136
68 041 A	0.05	97.1	359	325	248
68 041 B	0.05	97.2	333	147	162
68 084 A	0.08	93.7	287	252	293
68 084 B	0.08	93.7	289	168	103
68 091 A	0.10	62.3	488	455	69
68 091 B	0.10	62.3	382	340	114
68 091 G	0.009	62.2	520	498	107
68 091 H	0.009	62.2	484	447	82
68 097 A	0.10	62.0	530	522	56
68 100 B	0.04	32.8	380	368	92
69 018 C	0.33	28.9	237	229	100

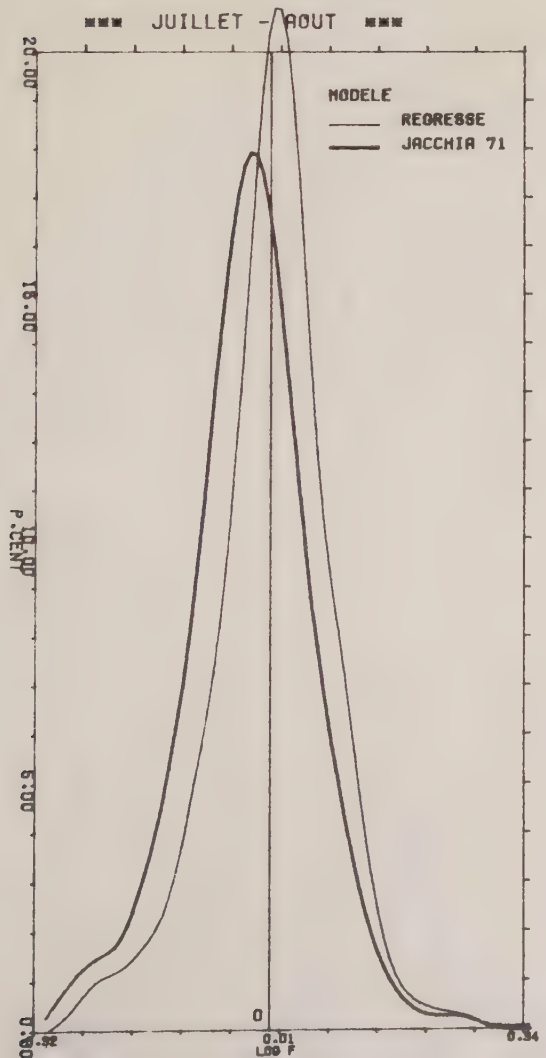
A N N E X E 1 (suite)

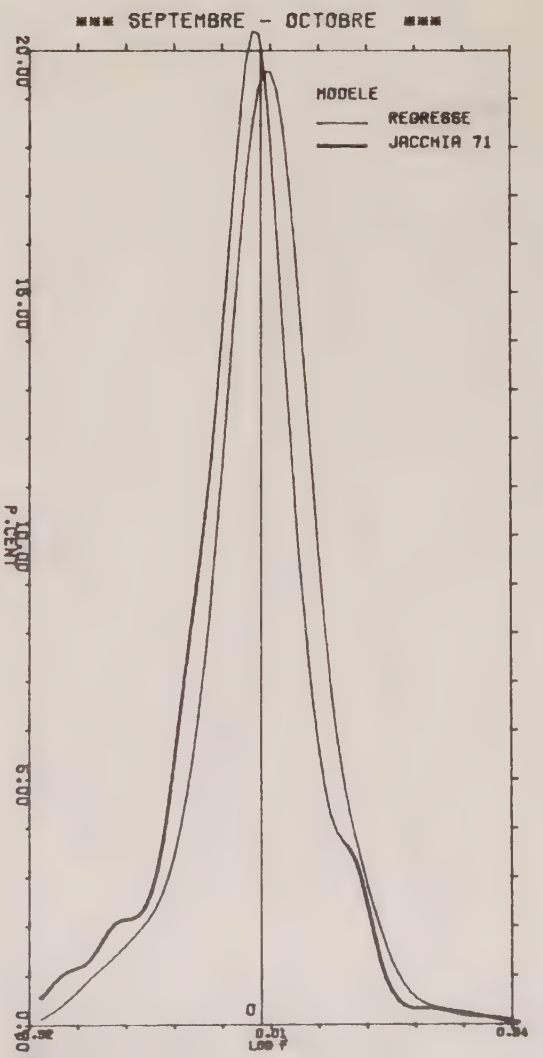
satellite	excentricité	inclinaison	altitudes max	altitudes min	nombre de données utilisées
69 020 A	0.13	48.4	228	155	194
69 020 B	0.12	48.4	238	158	140
69 031 A	0.03	70.9	289	184	95
69 094 A	0.12	48.3	230	141	186
70 020 A	0.10	56.0	290	236	119

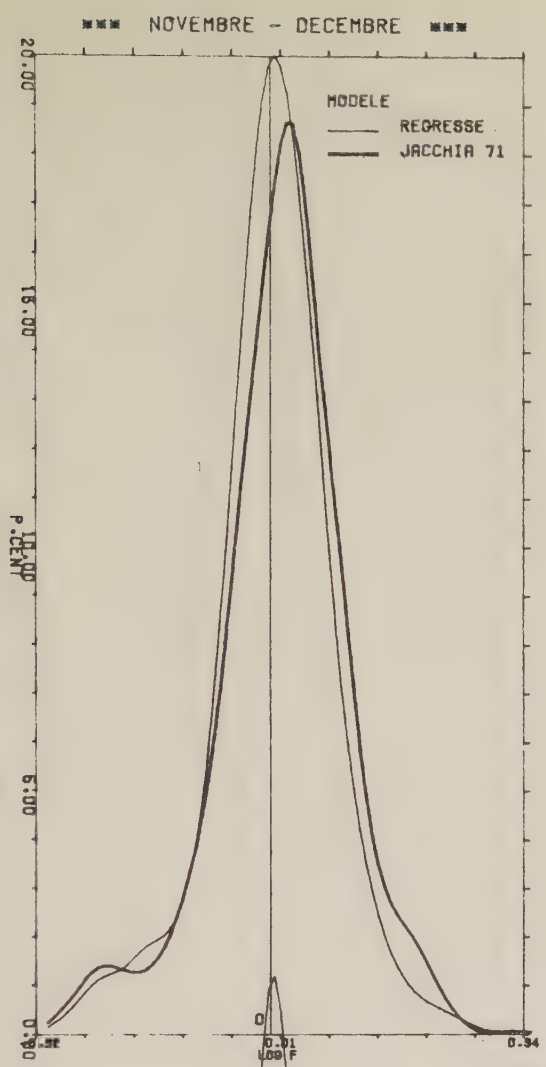
ANNEXE II

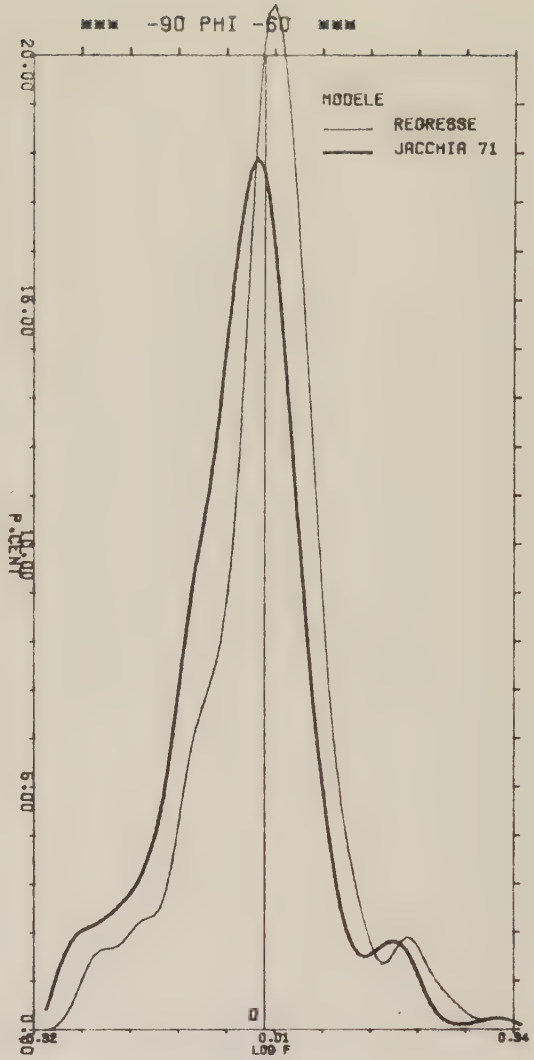

*** MARS - AVRIL ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
14.00
12.00
10.00
8.00
6.00
4.00
2.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34

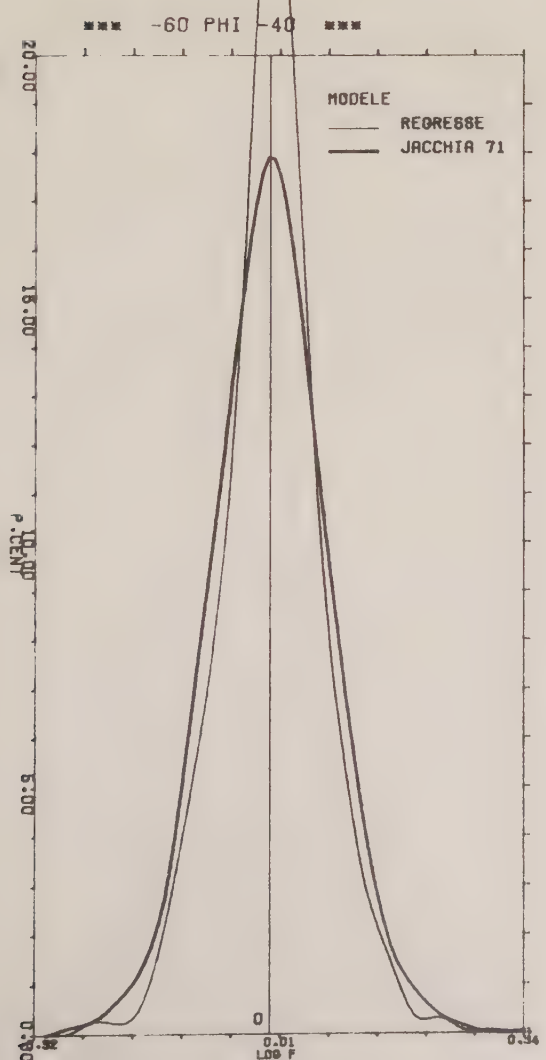

*** MAI - JUIN ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
14.00
12.00
10.00
8.00
6.00
4.00
2.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34

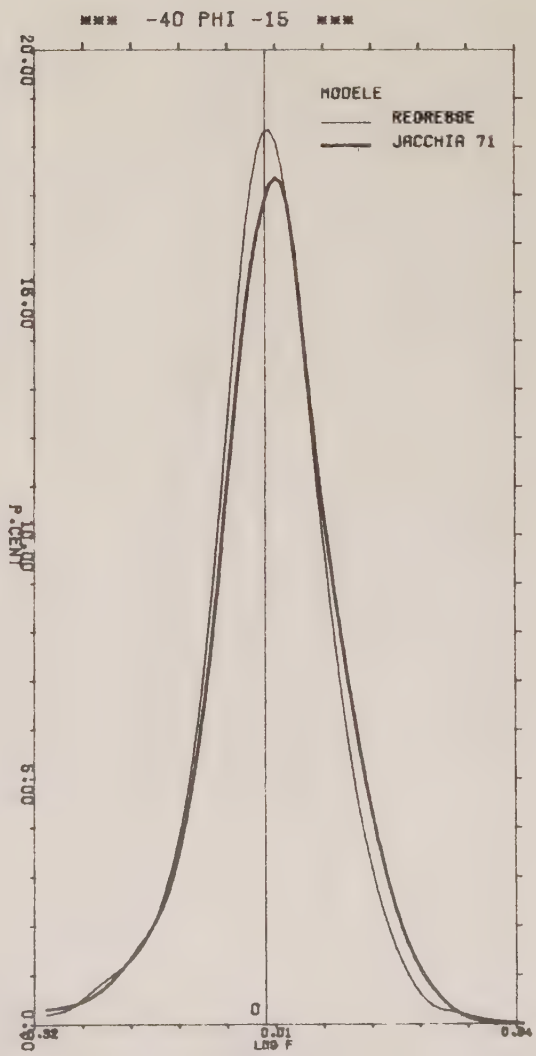

*** JUILLET - AOUT ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
14.00
12.00
10.00
8.00
6.00
4.00
2.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34

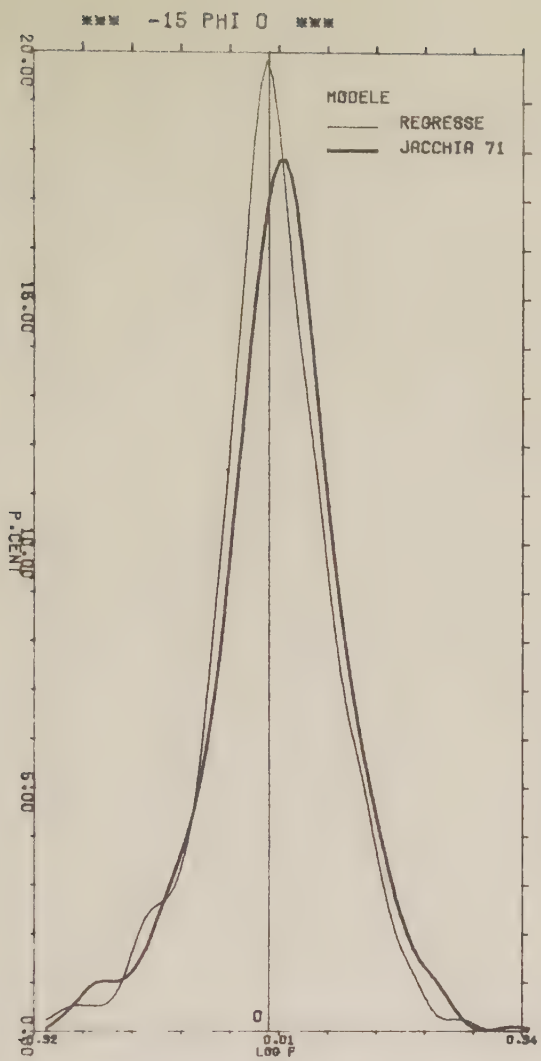

*** SEPTEMBRE - OCTOBRE ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
14.00
12.00
10.00
8.00
6.00
4.00
2.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34

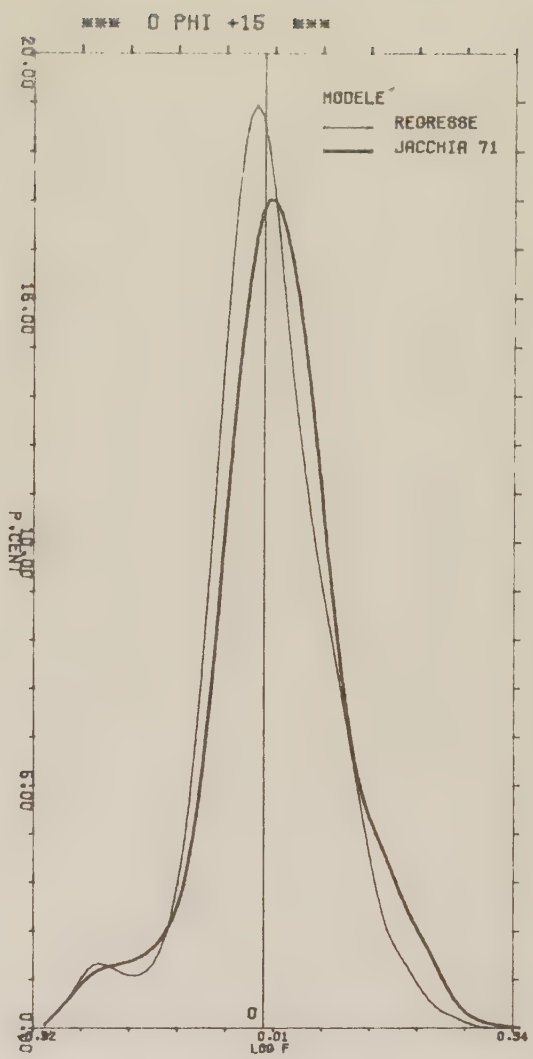

*** NOVEMBRE - DECEMBRE ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
14.00
12.00
10.00
8.00
6.00
P.CENT
0
-0.32
0.01
LOG F
0.34

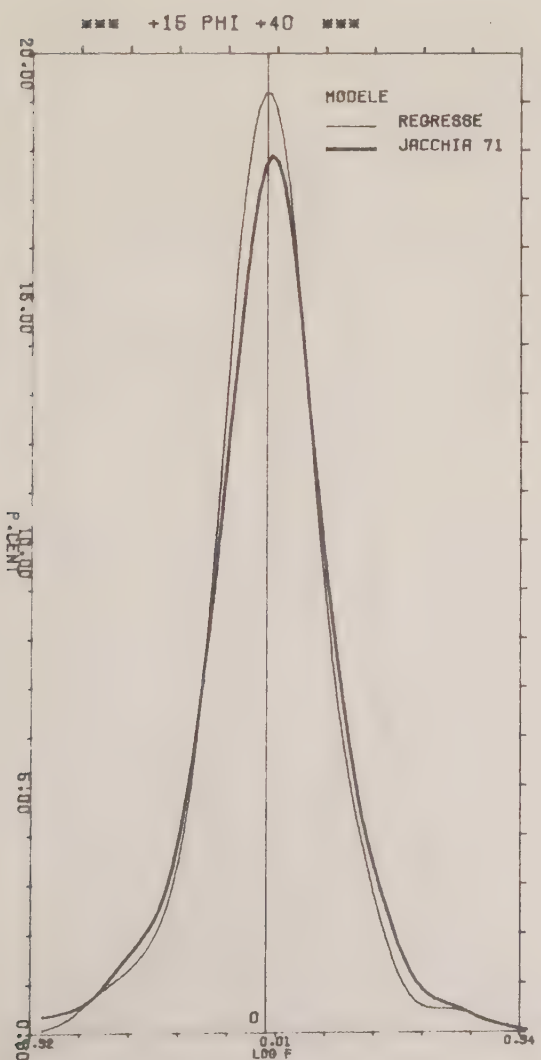

*** -90 PHI -60 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
14.00
12.00
10.00
8.00
6.00
P.CENT
0
-0.32
0.01
LOG F
0.34

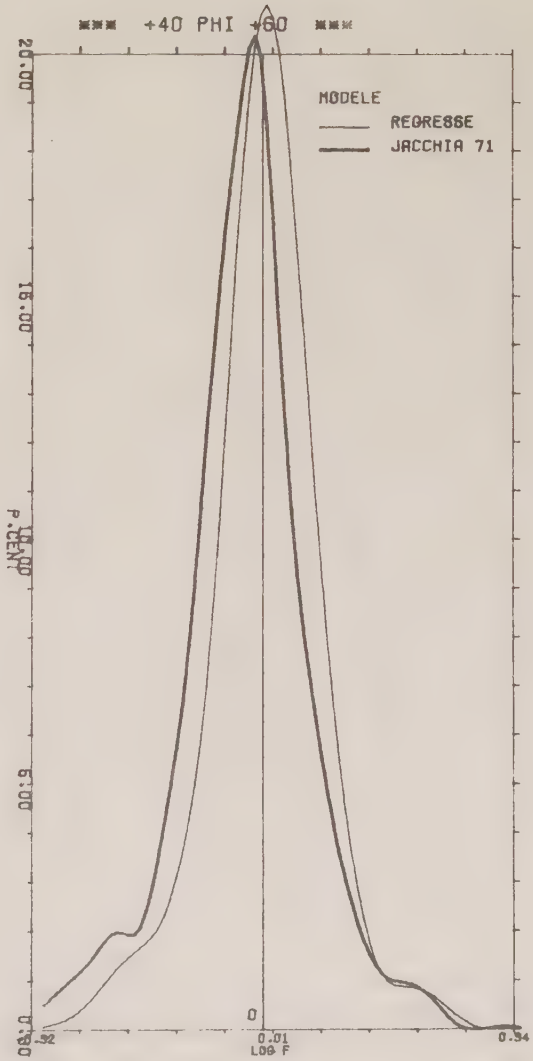

*** -60 PHI -40 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
14.00
12.00
10.00
8.00
6.00
P.CENT
0
-0.32
0.01
LOG F
0.34

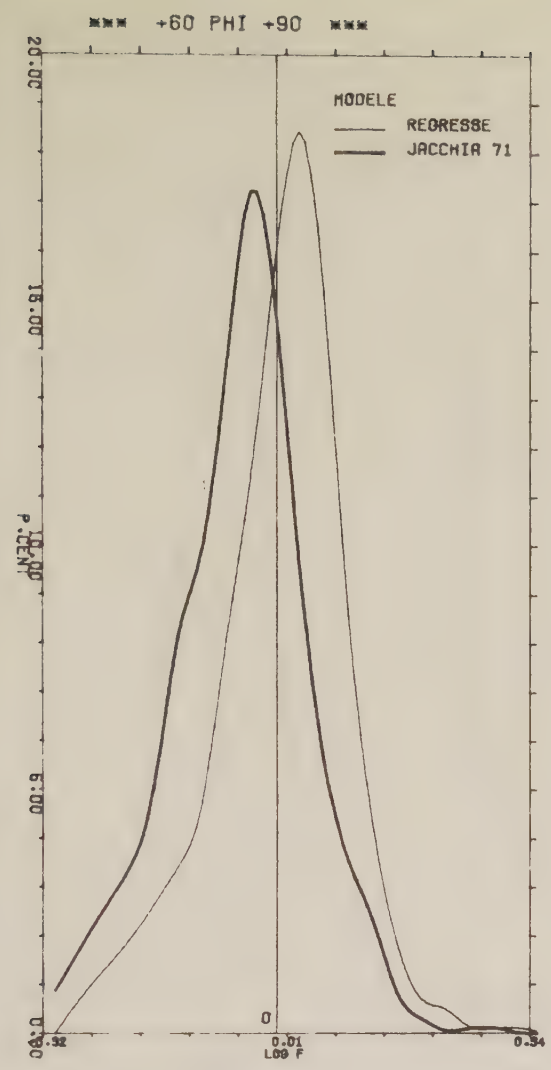

*** -40 PHI -15 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
14.00
12.00
10.00
8.00
6.00
P.CENT
0
-0.32
0.01
LOG F
0.34

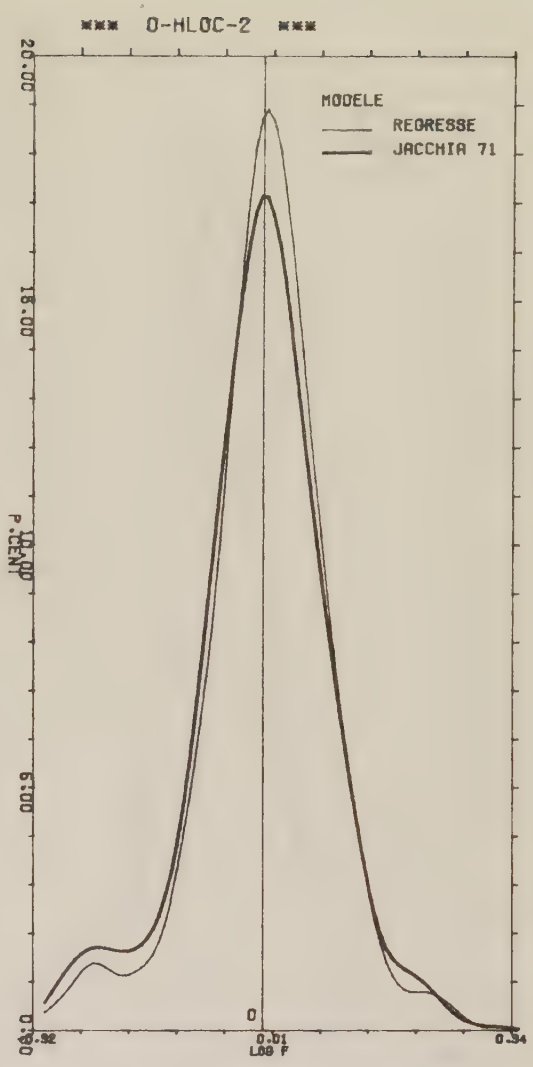

*** -15 PHI 0 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
15.00
10.00
5.00
0.0
PERCENT
0
-.92
0.01
0.34
LOG F

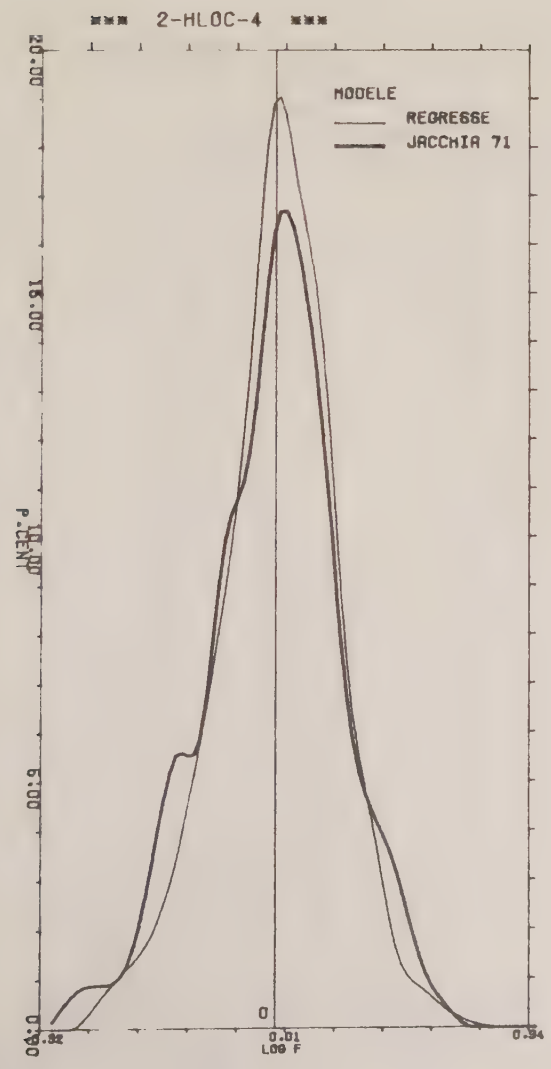

*** 0 PHI +15 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
15.00
10.00
5.00
0.0
PERCENT
0
-.92
0.01
0.34
LOG F

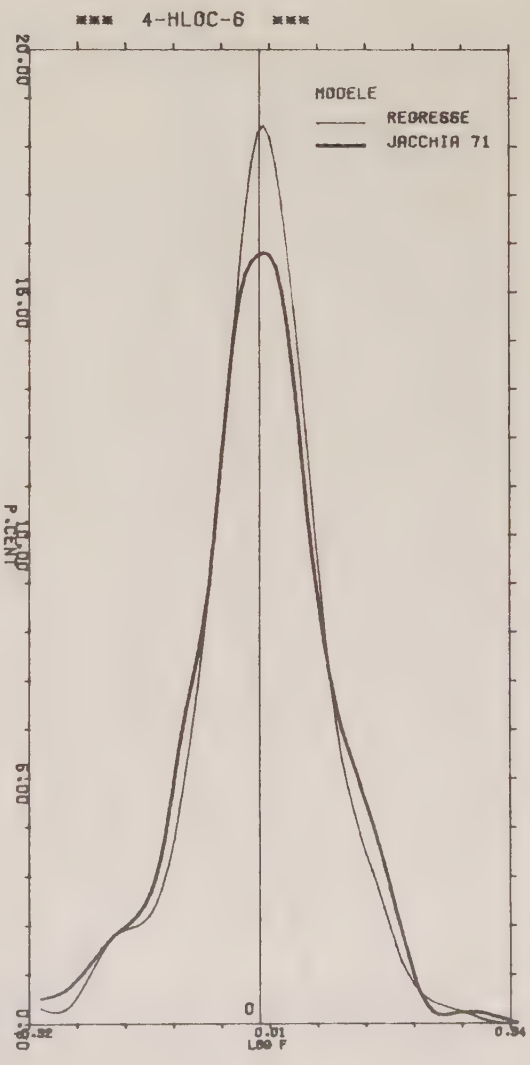

*** +15 PHI +40 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
15.00
10.00
5.00
0.0
PERCENT
0
-.92
0.01
0.34
LOG F

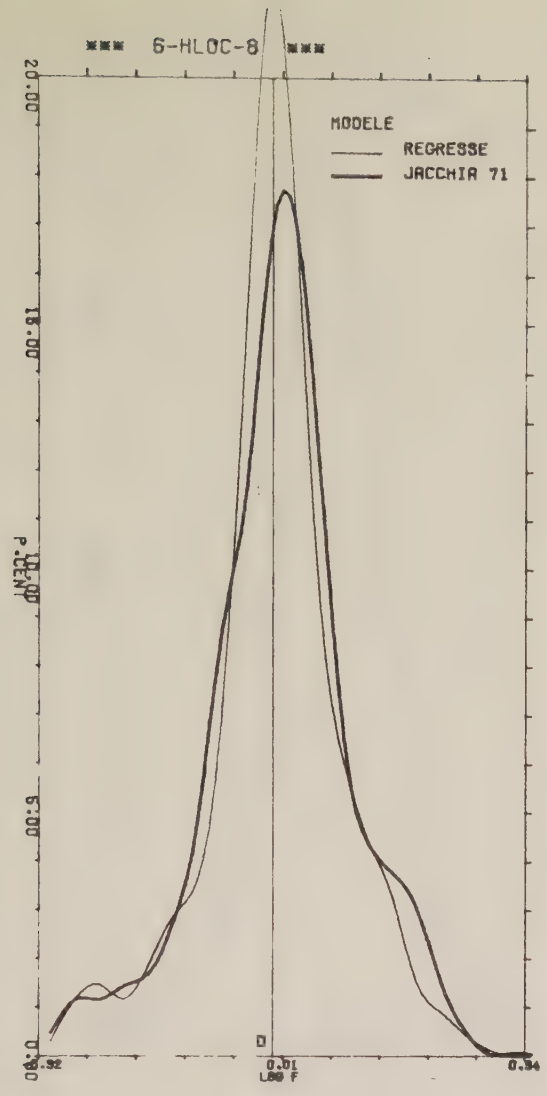

*** +40 PHI +60 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
15.00
10.00
5.00
0.0
PERCENT
0
-.92
0.01
0.34
LOG F

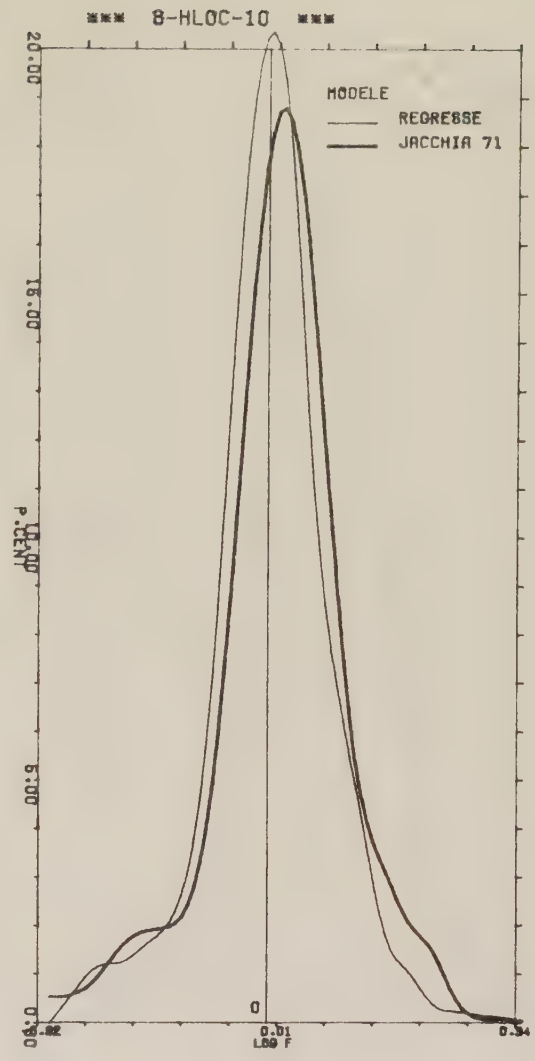

*** +60 PHI +90 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
P.DENS
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
0.0
-.32
0.01
0.34
LOG F

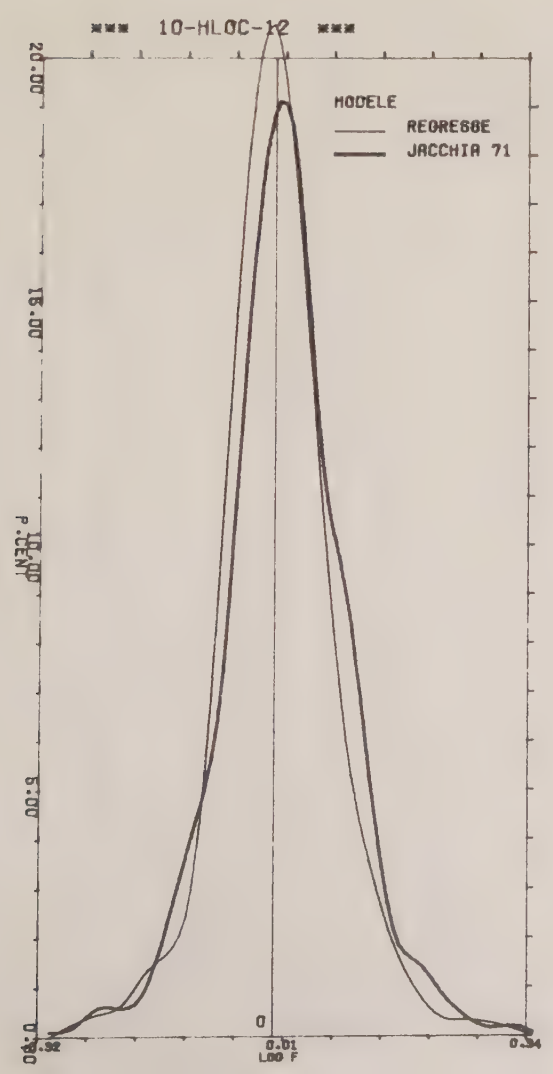

*** 0-HLOC-2 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
P.DENS
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
0.0
-.32
0.01
0.34
LOG F

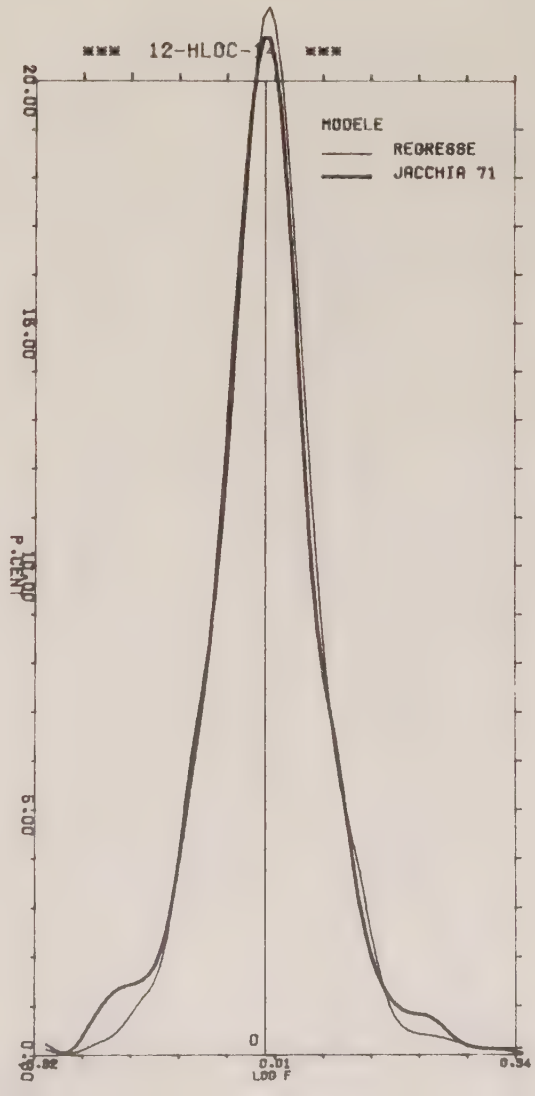

*** 2-HLOC-4 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
P.DENS
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
0.0
-.32
0.01
0.34
LOG F

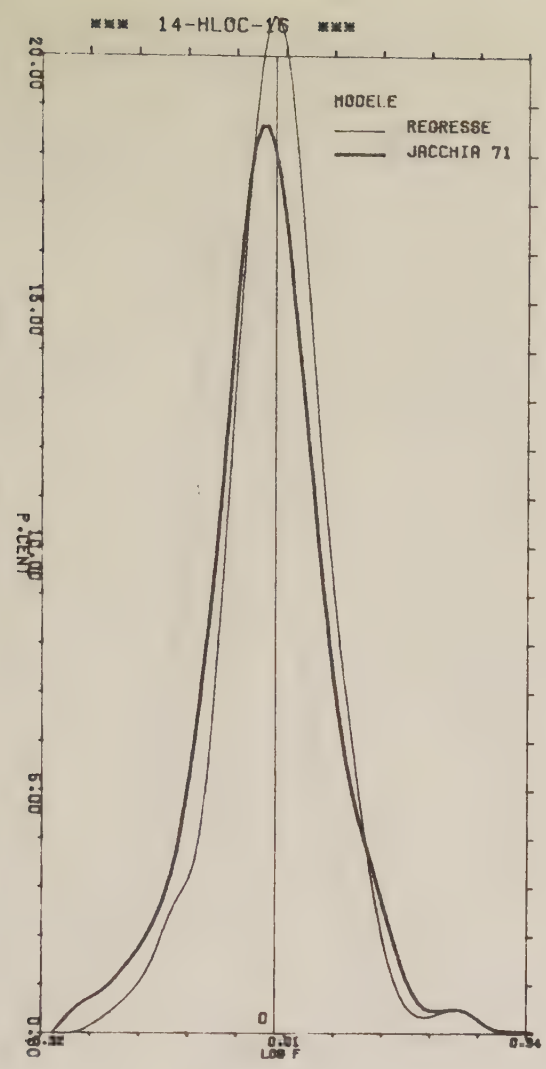

*** 4-HLOC-6 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
P.DENS
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
0.0
-.32
0.01
0.34
LOG F

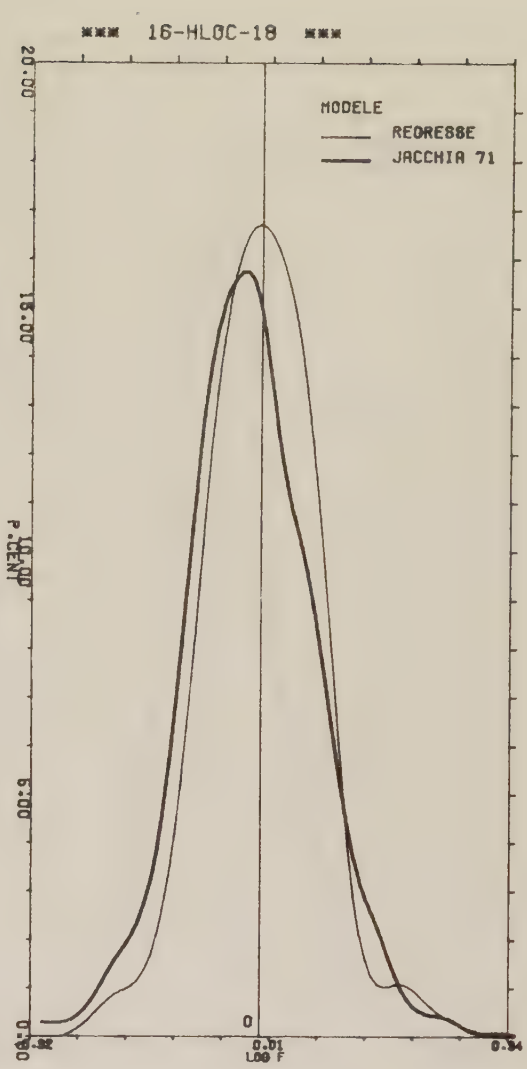

*** 6-HLOC-8 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
0.0
PERCENT
-0.02
0.0
0.01
LOG F
0.04

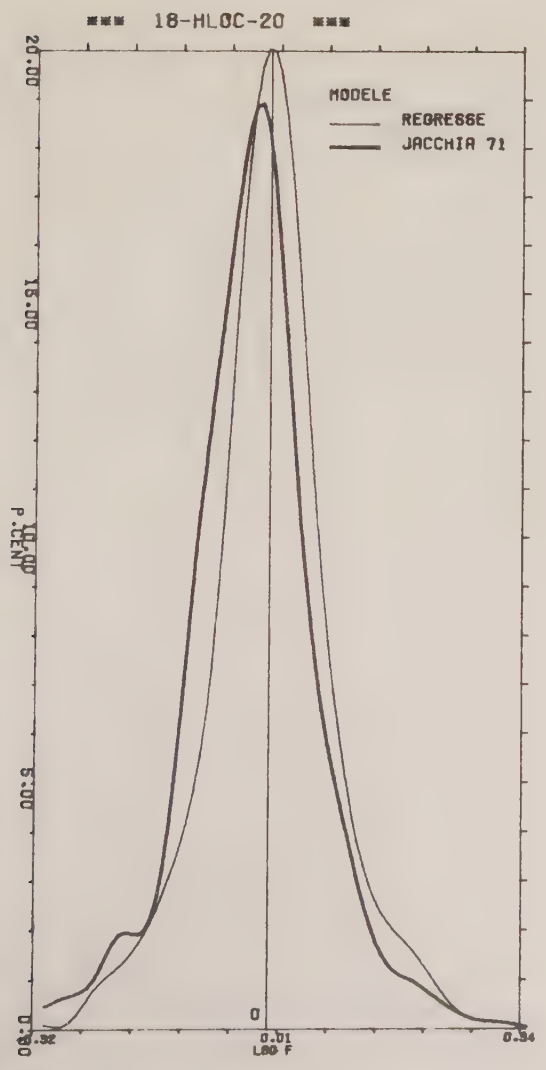

*** 8-HLOC-10 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
0.0
PERCENT
-0.02
0.0
0.01
LOG F
0.04

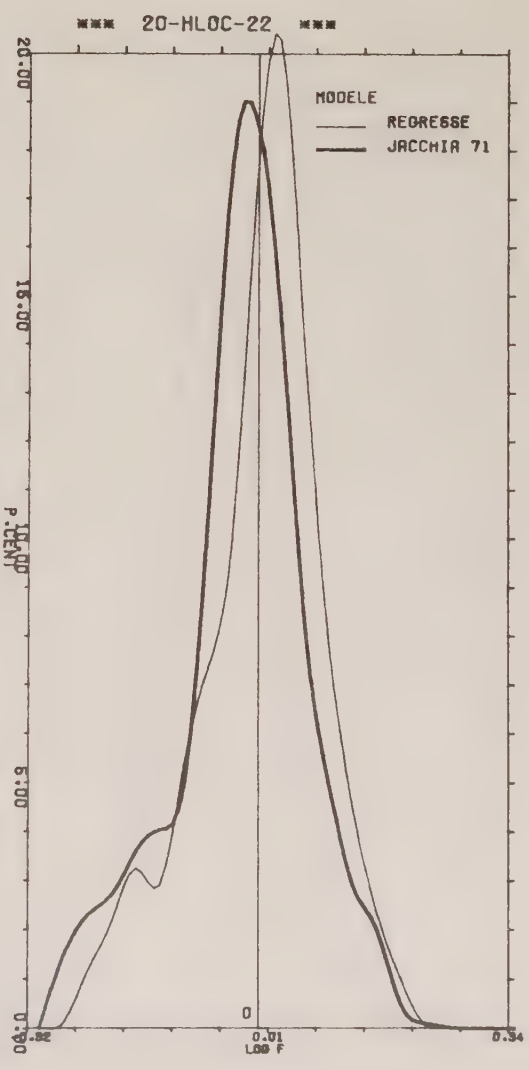

*** 10-HLOC-12 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
0.0
PERCENT
-0.02
0.0
0.01
LOG F
0.04

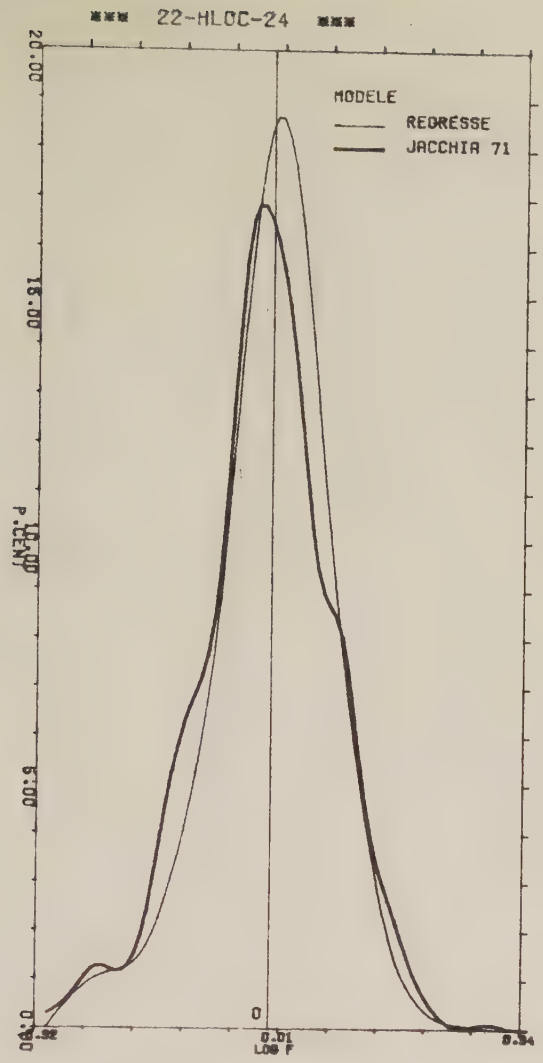

*** 12-HLOC-14 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
0.0
PERCENT
-0.02
0.0
0.01
LOG F
0.04

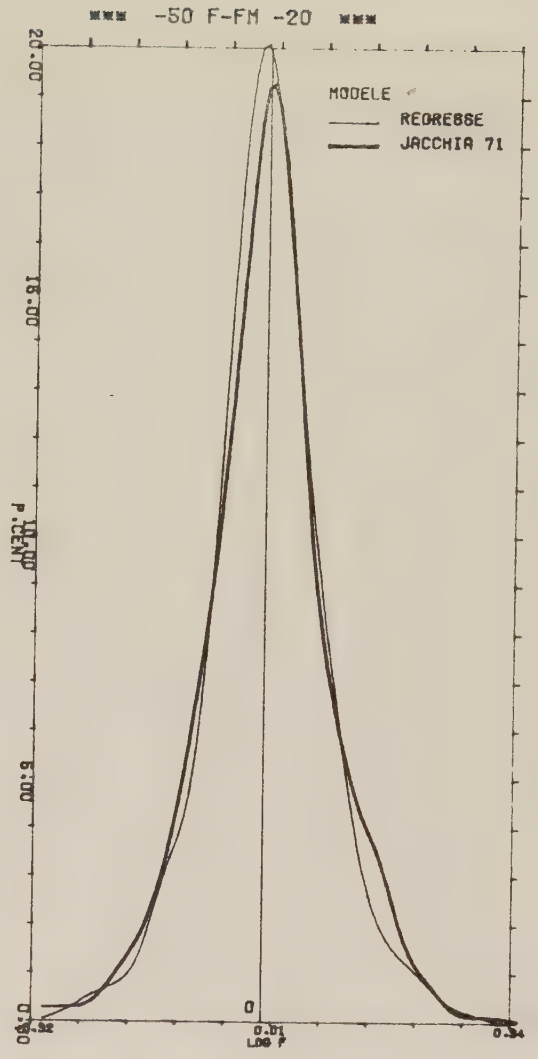

*** 14-HLOC-16 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
15.00
10.00
5.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34

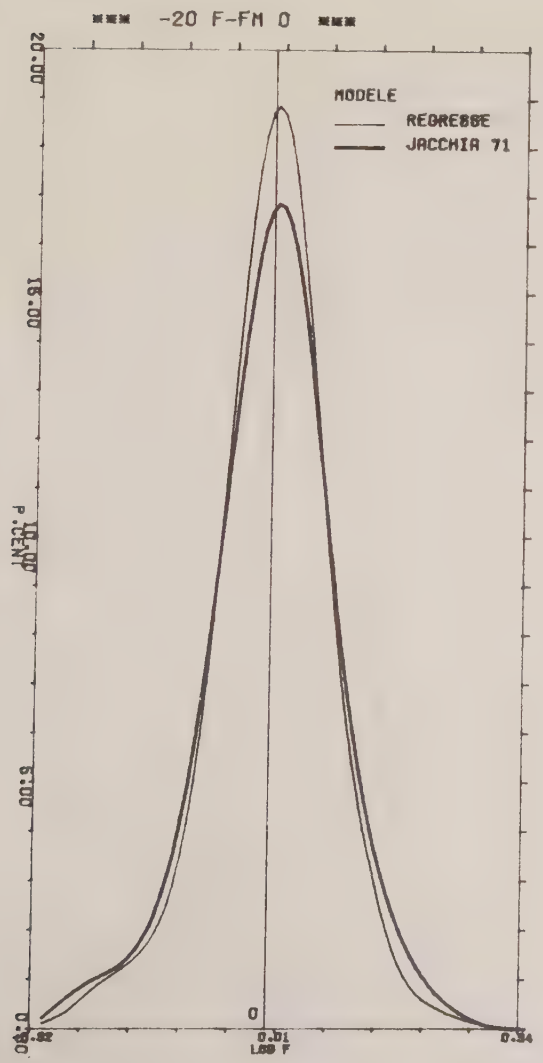

*** 16-HLOC-18 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
15.00
10.00
5.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34

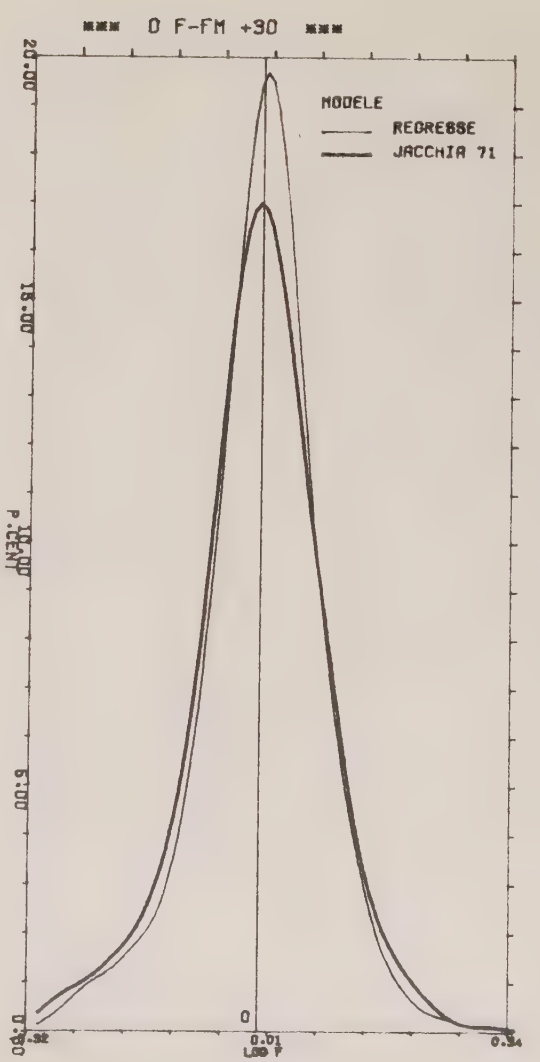

*** 18-HLOC-20 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
15.00
10.00
5.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34

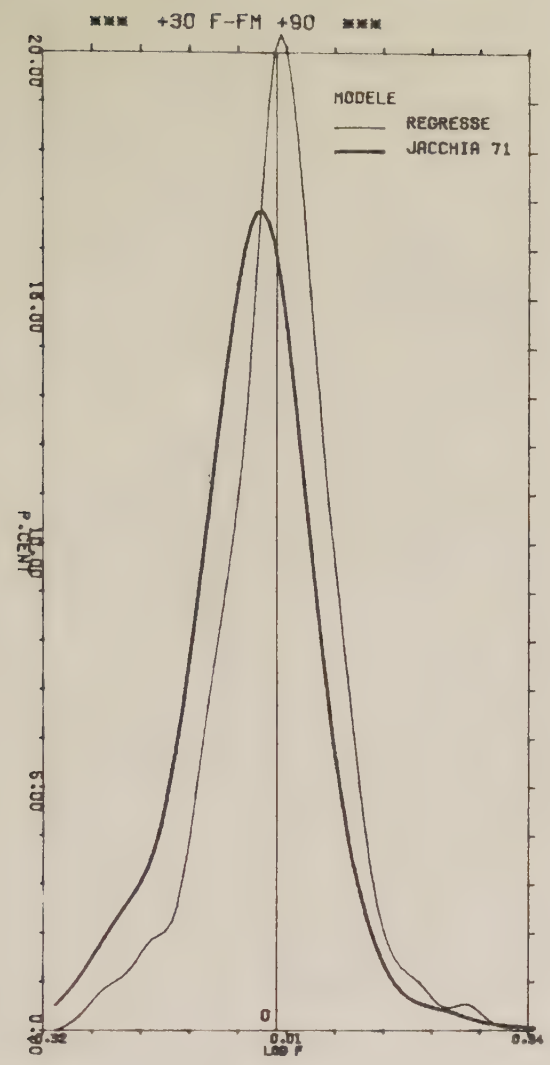

*** 20-HLOC-22 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
15.00
10.00
5.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34

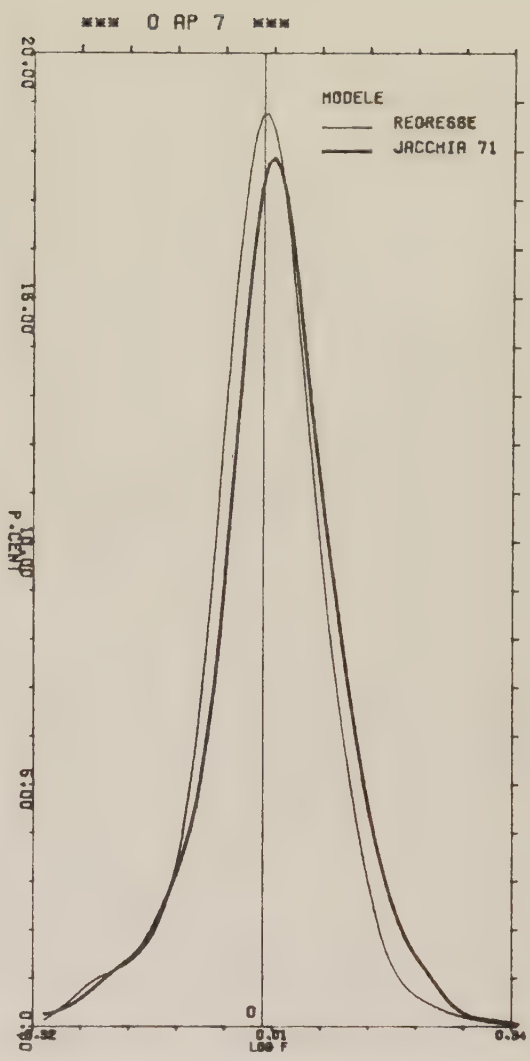

*** 22-HLOC-24 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
6.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34

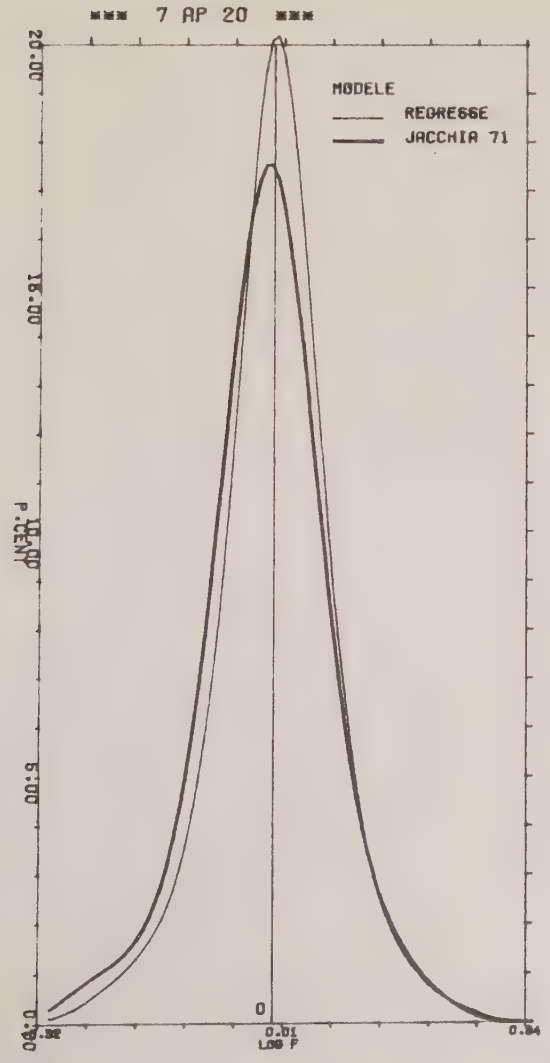

*** -50 F-FM -20 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
6.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34

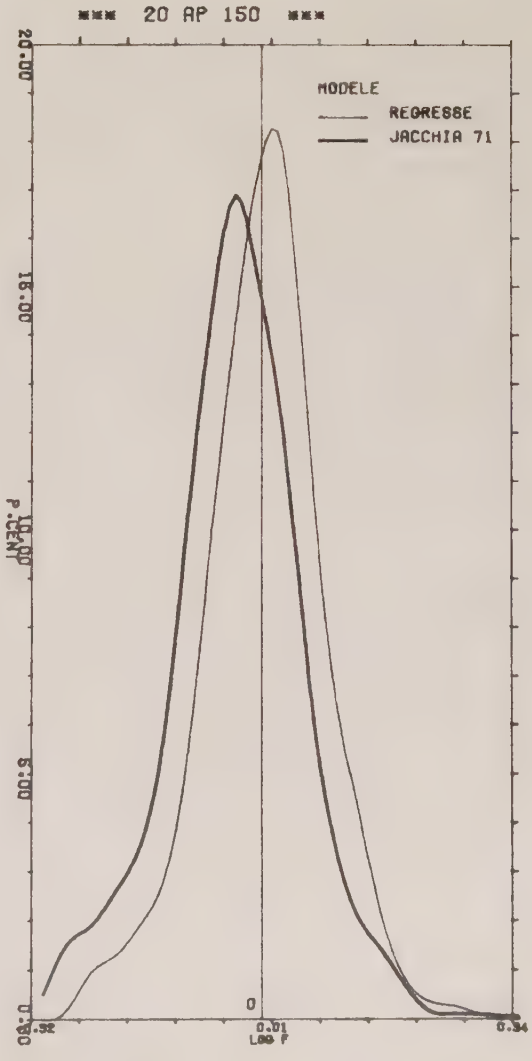

*** -20 F-FM 0 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
6.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34


*** 0 F-FM +30 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
18.00
16.00
6.00
0.00
P.CENT
0
0.01
LOG F
0.34


*** +30 F-FM +90 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
P.CENT
0
0.01
LOG F


*** 0 AP 7 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
P.CENT
0
0.01
LOG F


*** 7 AP 20 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
P.CENT
0
0.01
LOG F


*** 20 AP 150 ***
MODELE
REGRESSE
JACCHIA 71
20.00
16.00
12.00
8.00
4.00
P.CENT
0
0.01
LOG F

REMERCIEMENTS

Monsieur le Professeur J. Delloue porte son attention sur les nombreux travaux ayant trait à la connaissance de l'atmosphère. Qu'il me soit permis de lui exprimer ma gratitude pour avoir bien voulu présider le jury d'examen de ce travail.

Le travail qui fait l'objet de cette thèse a été effectué sous la direction de Monsieur F. Barlier dans la plus constante et amicale des collaborations. J'ai toujours apprécié sa patience et sa disponibilité; le soutien qu'il m'a apporté au cours d'une fastidieuse rédaction m'a été des plus précieux. Je tiens à lui témoigner ici ma sincère reconnaissance.

Je dois à Monsieur le Professeur J. Rösch mes premiers contacts avec la vie d'un observatoire au Pic du Midi, ce qui a contribué au choix de mon orientation ultérieure. Je lui en suis reconnaissante ainsi que d'avoir accepté d'être membre de ce jury.

Messieurs P. Baüer, G. Fockarts et C. Thuillier n'ont pas ménagé leur temps pour analyser ce travail; leurs remarques ont été des plus constructives. Je les remercie d'avoir émis leurs critiques dans un climat d'objectivité et d'amitié. Je suis également reconnaissante envers Monsieur le Professeur J. Barat d'avoir bien voulu faire partie de ce jury.

Cette recherche a été effectuée à l'observatoire de Paris-Meudon en collaboration avec Madame Diane Perret, Messieurs J.P. Lespes, J.L. Falin, P. Kohler et C. Wachtel. Monsieur M. Albuisson m'a fourni son programme de cartographie, Monsieur J.P. Bordet m'a initié à une nouvelle technique d'analyse statistique des données. Qu'ils soient tous ici trés sincèrement remerciés.

Les relations avec plusieurs organismes (C.N.E.T., C.E.S.R., Laboratoire d'Aéronomie du C.N.R.S., Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique) ont permis d'enrichir cette étude par des discussions fructueuses et par l'acquisition de données diverses. Je tiens tout spécialement à remercier Monsieur le Professeur J.E. Blamont et Monsieur J.M. Luton de m'avoir communiqué les mesures de températures fournies par l'expérience qu'ils ont conçue, ainsi que l'équipe

du sondeur à diffusion incohérente, en particulier, Messieurs P. Waldteufel, P. Baüer et D. Alcaydé.

Le traitement des données a été réalisé sur l'ordinateur IBM 360 de l'I.N.A.C. Oue tout le personnel du centre de calcul trouve ici l'expression de mes remerciements.

Je voudrais exprimer ma gratitude à Madame M. Renaud qui m'a toujours apporté spontanément son aide pour l'accomplissement de diverses tâches administratives et matérielles.

Je remercie Madame C. Boche qui a assuré la dactylographie du texte avec efficacité et compréhension pour les nombreuses modifications apportées, ainsi que l'observatoire de Nice qui a mis à ma disposition le matériel nécessaire au tirage de ce document.